

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

**Научная конференция
Отдела физики высоких энергий
ОЯФА ФИАН**

(г. Троицк, 16–17 октября 2008 г.)

Москва 2009 – 2013

**Научная конференция Отдела физики высоких энергий
ОЯФА ФИАН (г. Троицк, 16–17 октября 2008 г.)**

Сборник. Составитель и редактор: А.И. Львов

АННОТАЦИЯ

16–17 октября 2008 г. в г. Троицке состоялась научная конференция Отдела физики высоких энергий Отделения ядерной физики и астрофизики ФИАН. Наряду с сотрудниками ОФВЭ в ней приняли участие представители некоторых институтов, ведущих совместные работы с ФИАН. Сборник включает изложения всех 34 сделанных докладов, а также 5 сообщений, которые по тем или иным причинам не были представлены в ходе конференции.

Собранный материал дает достаточно полное представление о широком спектре работ, ведущихся в настоящее время в ОФВЭ по ядерной физике, физике элементарных частиц, физике и технике ускорителей, их применениям в физике конденсированного состояния. Он дает богатую пищу для размышлений о настоящем и будущем Отдела, созданного усилиями В.И. Векслера, П.А. Черенкова, Е.И. Тамма и др.

**Научная конференция
Отдела физики высоких энергий
ОЯФА ФИАН**

(г. Троицк, 16–17 октября 2008 г.)

Содержание

1. <u>Введение</u>	7
О конференции и о нас <i>А.И. Львов</i>	7
2. <u>Рождение эта-мезонов</u>	10
Новые методы исследования взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами <i>А.С. Игнатов, А.Н. Мушкаренков, В.Г. Недорезов (ИЯИ)</i>	10
Изучение ядерного взаимодействия изоскалярных η, ω, η' и ϕ мезонов <i>Г.А. Сокол (ФИАН), Е.М. Лейкин (НИИЯФ МГУ)</i>	13
Установка для исследования эта-мезонных ядер и ее калибровка <i>В.А. Басков, А.В. Кольцов, Л.Н. Павлюченко, В.В. Полянский, С.С. Сидорин, Г.А. Сокол</i>	16
Поиск эта-мезонных ядер на Нуклотроне ОИЯИ <i>С.В. Афанасьев, А.С. Артемов, Р.Н. Бекмирзаев, Д.К. Дряблов, Д.М. Жомуродов, Д.А. Игамкулов, В.И. Иванов, А.Ю. Исупов, А.И. Малахов, Е.Б. Плеханов (ОИЯИ), А.И. Львов, Л.Н. Павлюченко, В.В. Полянский, С.С. Сидорин, Г.А. Сокол (ФИАН)</i>	19
О фоторождении эта-мезонных ядер на синхротроне ФИАН <i>В.А. Басков, А.В. Кольцов, А.И. Львов, А.И. Лебедев, Л.Н. Павлюченко, В.В. Полянский, Е.В. Ржанов, С.С. Сидорин, Г.А. Сокол (ФИАН), С.В. Афанасьев, А.И. Малахов (ОИЯИ), А.С. Игнатов, В.Г. Недорезов (ИЯИ РАН)</i>	24
3. <u>Фоторождение пионов</u>	39
Пороговое фоторождение нейтральных пионов на водороде, дейтерии и легких ядрах <i>В.А. Басков, Б.Б. Говорков, А.И. Лебедев, А.И. Львов, В.В. Полянский</i>	39
Фоторождение π^0-мезонов на дейтроне при энергиях от порога до 500 МэВ <i>М.И. Левчук (ИФ, Минск)</i>	42

Выведенный электронный пучок и система мечения ускорителя "Пахра"	46
<i>В.А. Басков, Б.Б. Говорков, В.В. Полянский</i>	
Исследования на микротроне МАМИ	50
<i>В.Л. Кашеваров, Л.В. Фильков, С.Н. Черепня</i>	
Модернизация дополнительного детектора системы мечения ускорителя МАМИ-С	54
<i>В.А. Басков, В.В. Полянский</i>	
4. <u>Комптоновское рассеяние. Теория</u>	56
Модельно-независимое определение поляризуемостей протона по данным о γp-рассеянии при энергии фотона $\omega < 150$ МэВ	56
<i>С.Г. Аракелян, В.А. Петрунькин (ФИАН), Т.Н. Ильичёва (ОИЯИ)</i>	
Исследование дипольных и квадрупольных поляризуемостей пионов	59
<i>В.Л. Кашеваров, Л.В. Фильков, С.Н. Черепня</i>	
Модель оболочек лёгких гиперядер с ΛN и ΛNN силами и её применение к описанию наблюдаемых гиперядерных γ-линий	63
<i>В.Н. Фетисов</i>	
5. <u>Ядро-ядерные столкновения</u>	66
Сечение когерентной фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ по каналу $\alpha + t$ в ядерной фотоэмульсии	66
<i>Н.Г. Пересадько, В.Г. Ларионова[†], Ю.А. Александров, С.Г. Герасимов, В.А. Дронов, А.В. Писецкая, Е.И. Тамм[†], В.Н. Фетисов, С.П. Харламов, Л.Н. Шестеркина</i>	
Когерентная диссоциация релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ по каналу $\alpha + t$ под действием кулоновского и ядерного взаимодействий	69
<i>В.Н. Фетисов, Н.Г. Пересадько, Ю.А. Александров, С.Г. Герасимов, В.А. Дронов, В.Г. Ларионова[†], Е.И. Тамм[†], С.П. Харламов</i>	
Определение скорости центра масс в столкновениях ядер углерода с ядрами неона и меди при энергии 3.66 ГэВ/с	72
<i>Г.Г. Таран</i>	
6. <u>Взаимодействия при высоких энергиях</u>	75
Кварк-глюонное строение протона	75
<i>А.И. Лебедев</i>	
Коллаборация CMS и участие в её деятельности российских научных организаций	79
<i>А.В. Виноградов, С.В. Русаков</i>	

Черенковские глюоны. Модель векторной доминантности	82
<i>А.В. Виноградов, И.М. Дрёмин, М.Р. Киракосян (ФИАН), А.В. Леонидов (ФИАН, ИТЭФ)</i>	
7. <u>Взаимодействие излучения и электронных пучков с веществом</u>	85
Исследование рентгеновского поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллах	85
<i>А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов (БелГУ), В.И. Сергиенко, В.А. Хабло (ФИАН)</i>	
Канал синхротронного излучения электронного ускорителя ФИАН "Пахра"	88
<i>В.И. Алексеев, Е.Г. Бессонов, В.И. Сергиенко</i>	
Экспериментальное исследование когерентного переходного излучения релятивистских электронов в двугранном угле	90
<i>А.В. Серов</i>	
Гамма-активность, возникающая в мишенях под действием пучка тормозного излучения	94
<i>А.С. Белоусов, Е.И. Малиновский</i>	
8. <u>Ускорительная техника</u>	96
Методы охлаждения пучков заряженных частиц	96
<i>Е.Г. Бессонов</i>	
К измерению эмиттанса электронного пучка на накопителе с внутренней мишенью	102
<i>Ю.А. Башмаков, М.С. Корбут</i>	
9. <u>Модернизация ускорительного комплекса "Пахра"</u>	106
Развитие синхротрона "Пахра"	106
<i>А.В. Серов, Г.Г. Субботин</i>	
Разрезной микротрон ФИАН на энергию 55 МэВ	109
<i>А.И. Карев, А.Н. Лебедев, В.Г. Раевский (ФИАН), А.Н. Каманин, Н.И. Пахомов, В.И. Шведун (НИИЯФ МГУ)</i>	
Работа синхротрона "Пахра" в режиме источника синхротронного излучения	112
<i>В.А. Карпов, Г.Г. Субботин, А.В. Серов</i>	
Импульсная система питания электромагнита синхротрона "Пахра"	114
<i>Г.Г. Субботин</i>	

Инструментальные средства для развертывания АСУ ускорительных комплексов	117
<i>В.М. Алексеев, В.П. Бусыгин, А.В. Кольцов, В.Г. Куракин (ФИАН), П.В. Куракин (ЗАО Хьюлетт Пакард)</i>	
Программируемые генераторы прямоугольных импульсов для АСУ ускорительных комплексов	120
<i>В.П. Бусыгин, В.Г. Куракин</i>	
<u>10. Взгляд в будущее</u>	123
О стратегических направлениях развития ОФВЭ ФИАН	123
<i>Г.А. Сокол</i>	
Концепция электронного сверхпроводящего рециркулятора для ускорительного комплекса ФИАН	129
<i>В.Г. Куракин, Г.А. Сокол (ФИАН), В.Г. Недорезов (ИЯИ), Б.С. Ишханов, В.И. Шведун (НИИЯФ МГУ)</i>	
О возможных путях развития ОФВЭ	131
<i>Е.Г. Бессонов</i>	

О конференции и о нас

А.И. Львов

О конференции

Традиция проведения научных конференций Отдела восходит к началу 1980-х годов. Конференции тогда проходили по инициативе руководителей Отдела – Павла Алексеевича Черенкова и Евгения Игоревича Тамма. В те годы Отдел назывался Лабораторией фотомезонных процессов и являлся весьма крупным научным подразделением, насчитывающим более 230 человек. Соответствующим был и масштаб конференций: они продолжались до 4–5 дней и включали много десятков подробных докладов и коротких сообщений. Это был настоящий смотр! Масса молодых сотрудников – ученых и инженеров, в основном работавших вокруг электронного ускорителя – синхротрона С-25Р "Пахра", только что построенного в молодом городе Троицке, приобретала бесценный опыт подготовки, осмысления и представления своей работы перед требовательной и заинтересованной аудиторией. Конференция давала возможность лучше увидеть место и перспективу конкретных работ в общем русле исследований, детальней узнать о достижениях и проблемах своих коллег; она будила творческую активность и воображение, стимулировала обсуждения и контакты. Лучшие работы молодых сотрудников премировались.

Проведение вновь, после длительного перерыва, научной конференции Отдела вызвано явно ощущаемой потребностью "встряхнуться", оглядеться, обозреть перспективы и активизировать работу – особенно дома, в Троицке – в изменившихся условиях, когда численность научных сотрудников, инженеров, техников, лаборантов катастрофически упала, когда их состав очень постарел (увы, вместе с материальной базой), но также и когда после жуткого обвала наметился некоторый подъем финансирования науки и соответственно возросли требования к результативности.

О проблемах в ядерной физике средних энергий

Разумеется, золотое время для ядерной физики в Троицке – и не только в Троицке – ушло, и, по-видимому, ушло безвозвратно. Дорога ложка к обеду! Пока научная деятельность в стране в течение двух десятилетий задышалась и умирала под грузом многих проблем, мир не стоял на месте: строились новые ускорители, в том числе на средние энергии, сооружались крупные детекторы и спектрометры, создавались поляризованные пучки и мишени, рождались новые коллективы, коллаборации и научные программы, появлялись новые поколения ученых, инженеров, техников, высококвалифицированных рабочих и специалистов. Заметно эволюционировала проблематика исследований. Целые пласты стоявших перед ядерной физикой вопросов были основательно разработаны. Ряд исследований, задуманных и начатых в Отделе, перекочевали за рубеж и были уже там успешно – если не завершены, то основательно продвинуты; это, например, исследования комптоновского рассеяния на протонах, нейтронах и π -мезонах. Частично перебрались за рубеж, в зарубежные коллаборации, и наши физики, и не только те, кто занимался высокими энергиями и кто "мигрировал" еще раньше.

Означает ли это, что в ядерной физике средних энергий (иногда говорят – в физике адронов) не осталось крупных, перспективных, стоящих задач? Разумеется, не означает!

Прежде всего, не создана теория сильных взаимодействий, позволяющая точно, количественно описывать взаимодействия кварков и глюонов на больших расстояниях и на этой основе предсказывать волновые функции, основные параметры и основные взаимодействия адронов в терминах фундаментальных кварк-глюонных степеней свободы. Не доказан конфайнмент цвета. Не обнаружены экзотические состояния, предсказываемые многими "КХД-мотивированными" моделями (зато обнаружен богатейший спектр неожиданных для кварковой модели резонансов вблизи порога $N\bar{N}$ -аннигиляции). Не установлены твёрдо даже динамические переменные (эффективные степени свободы), в терминах которых следует описывать адроны при средних энергиях. Попытки взять в качестве таких переменных поля голдстоуновских бозонов (к таким попыткам относится киральная теория возмущений, некоторые солитонные модели) несмотря на ряд впечатляющих успехов количественно всё же оказываются недостаточными. Попытки расширить набор полей, включая туда тяжелые объекты – векторные или аксиально-векторные мезоны, Δ -изобару и т.п., также имеют лишь ограниченный успех. А ещё есть модели с одетыми кварками и глюонами, живущими раздельно или вместе с голдстоуновскими частицами, и многие, многие другие. Само обилие подобных моделей показывает, что ситуация очень далека от благополучной. До сих пор адронная физика средних энергий остается преимущественно феноменологической наукой, использующей для описания данных огромную массу подгонных параметров.

Невозможно сказать, абсолютно ли необходимо для решения указанных фундаментальных проблем дальнейшее накопление экспериментальных данных о массах, ширинах, модах распада мезонов и барионов, об упругих и переходных формфакторах, вообще – о сечениях процессов с участием адронов. В физике не раз бывало, что новые экспериментальные факты давали ключ в теоретическому пониманию явления; так, например, открытие изотопического эффекта в температуре наступления сверхпроводимости однозначно указало на важность электрон-фононного взаимодействия. Подобное может случиться и в физике адронов. Но даже если это не случится, то продолжение экспериментов принесёт пользу сразу в нескольких отношениях. Во-первых, оно позволит развивать экспериментальную базу (пучки, мишени, детекторы), создавая новые методики и технические возможности. Во-вторых, оно позволит находить средства и привлекать к работе новые, молодые силы – и экспериментаторов, и теоретиков, – что абсолютно необходимо для достижения прогресса. В-третьих, оно даст множество новых данных, представляющих уже сами по себе большой интерес. Не претендуя на полноту, назову некоторые из них, которые могут быть получены на электронных ускорителях с энергиями, аналогичными энергиям на синхротроне "Пахра", и к которым наши исследователи проявляли или проявляют интерес:

- В области энергий до мезонного порога (≤ 150 МэВ):
 - данные об электро- и фоторасщеплении ядер, в том числе по многочастичным каналам;
 - данные об упругом и неупругом рассеянии фотонов на ядрах, определение поляризуемостей связанного нуклона;
 - данные о рассеянии фотонов на нейтроне.
- В области энергий от мезонного порога до ~ 1 ГэВ:
 - данные об околопороговом фоторождении π -мезонов, особенно о процессе $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$ для сопоставления с предсказаниями киральной теории возмущений;
 - данные о фоторождении пионных пар, определение механизмов реакции, поиск сигналов рождения σ -мезона – кирального партнера пиона;
 - данные о комптоновском рассеянии, особенно измерение асимметрии с линейно-

поляризованными фотонами для определения вклада от обмена σ -мезоном;

- данные о процессах $\gamma p \rightarrow \gamma \pi N$ и $\gamma p \rightarrow \gamma \eta N$ как источнике информации о поляризуемостях пионов, о магнитном моменте Δ - и $S_{11}(1535)$ -резонансов.

- В области энергий $\sim 1-3$ ГэВ:

- данные о возбуждении барионных резонансов и их распадах по каналам πN , $\pi \Delta$, $\gamma \Delta$;

- данные о фотообразовании гиперядер.

Что делать нам?

Конечно, следует быть реалистом. Подобные исследования на ускорителях – дело крайне дорогостоящее и требующее больших людских и материальных ресурсов. Нужны и пучки – в том числе поляризованные, и мишени – в том числе криогенные и тоже поляризованные, а также большие многоцелевые детекторы, которые зачастую стоят немногим дешевле самого ускорителя. Нужны специалисты по вакууму, ВЧ-системам, силовой электронике, инженеры-электронщики. Нужны собственно физики, ставящие эксперименты и обрабатывающие данные. Нужна система подготовки и воспроизведения кадров. . . Подобными ресурсами Отдел не располагает. Не факт, что ими располагает и "электромагнитное" сообщество в России, включающее помимо нас наших коллег из ИЯИ, НИИЯФ МГУ, ОИЯИ, ИЯФ СО РАН, Томского политеха и др. – тех, кто пытаются объединиться под эгидой Совета по электромагнитным взаимодействиям при Президиуме РАН.

Можно мечтать о создании в стране – возможно, в Троицке, на базе площадки ФИАН – объединенного национального центра по исследованию электромагнитных взаимодействий адронов и ядер. Проекты такого рода давно обсуждаются; будут они обсуждаться и на этой конференции. Но всё-таки, их реализация – дело слишком трудное и слишком непопулярное даже в РАН, чтобы делать на них серьезную ставку и класть на это жизнь. Над ними можно и стоит продолжать работать, но это, скорее всего, работа "в стол", на возможное будущее. В первую очередь всё-таки следует думать о других, более реальных путях, по которому идут многие лаборатории. А именно – строить ускорители (или эксплуатировать имеющиеся) так, чтобы они мог работать и на физику конденсированного состояния с её богатыми практическими применениями, и на ядерную физику. Недостаток такого пути очевиден: ядерная физика при этом приоритетной не будет, так что трудно будет рассчитывать на достаточное финансирование для развития ядерно-физических установок, для привлечения или выращивания нужных специалистов. Но это лучше, чем ничего.

Имеется, конечно, еще и путь выездных работ. Ряд исследований, над которыми сейчас работают сотрудники Отдела, могут в относительно короткое время быть выполнены в коллаборациях в Майнце и Лунде, с которыми у нас имеются хорошие, проверенные временем деловые отношения. В первую очередь, речь идет об исследованиях околопорогового фоторождения π^0 -мезонов на нейтроне и исследованиях фоторождения эта-мезонных ядер. Имеющийся у наших сотрудников задел и опыт наверняка будет востребован в этих центрах. Ввиду дамоклова меча, висящего над синхротроном "Пахра" (я имею в виду, в первую очередь, людские ресурсы поддержки работы ускорителя, но не только их), я думаю, что у нас просто нет времени откладывать реализацию этих планов на потом. Этим надо заниматься уже сейчас, и мы будем это делать. Собственно, первые конкретные шаги в отношении Майнца уже сделаны.

Пожелаем же всем нам удачи!

Новые методы исследования взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами*

А.С. Игнатов, А.Н. Мушкаренков, В.Г. Недорезов[†] (ИЯИ)

В последние годы фотоядерные исследования в области нуклонных резонансов (от порога рождения мезонов до 2 ГэВ) вышли на качественно новый уровень. Во-первых, это связано с высоким качеством пучка (монохроматические поляризованные фотоны с низким уровнем фона). Во-вторых, благодаря большому телесному углу, близкому к 4π и высокому разрешению детекторов стало возможным однозначно идентифицировать различные каналы реакции. В результате стали возможны новые методы исследований процессов фоторождения мезонов в ядрах. Первый метод касается изучения взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами ("Меченые мезоны"). Второй позволяет выполнить безмодельный учет Ферми движения нуклонов в ядре при измерении сечений фоторождения мезонов. Разумеется, влияние ядерной среды на фоторождение мезонов исследовалось и ранее. Однако это сводилось, как правило, к учету остаточных взаимодействий в конечном состоянии. Новые методы позволяют изучать как упругие, так и неупругие каналы взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами, когда в конечном состоянии могут образовываться разные частицы, что принципиально расширяет возможности исследований.

В настоящем докладе приведены результаты эксперимента и моделирования, полученные в рамках указанной тематики в коллаборации GRAAL [1] на дейтронной мишени. При этом использовался пучок гамма-квантов, полученный методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на накопителе электронов ESRF в Гренобле (Франция). Хотя дейтерий является слишком легким ядром для изучения влияния ядерной среды на характер элементарных процессов типа фоторождения мезонов, он является хорошим объектом для отработки метода, особенно для учета Ферми движения нуклонов в ядрах.

В качестве примера на рис. 1 показано влияние Ферми движения нуклонов на импульсные распределения нуклонов отдачи для реакции фоторождения η -мезонов на дейтроне. Вычисление эффективной энергии E_γ^* налетающего фотона производится по энергии и импульсу продуктов реакции, что автоматически и безмодельно учитывает Ферми движение нуклонов в ядре:

$$W^2 = (E_\eta + E_N)^2 - (\vec{p}_\eta + \vec{p}_N)^2, \quad E_\gamma^* = \frac{W^2 - m_N^2}{2m_N}.$$

Наличие спектатора практически не влияет на вычисление эффективной энергии налетающего фотона.

В этой связи следует отметить проблему поиска экзотических узких нуклонных резонансов (дибарионов и пентакварков). Для ее решения необходим корректный учет Ферми движения, которое размывает резонансы по ширине. Следует отметить, что Ферми-эффекты не являются тривиальными хотя бы потому, что с ростом энергии резонанса, даже в полных сечения фотопоглощения, они растут с ростом энергии фотонов, хотя отношение энергии Ферми к энергии фотона уменьшается (см., например, обзор [2]).

*По результатам эксперимента GRAAL.

[†]Для GRAAL коллаборации.

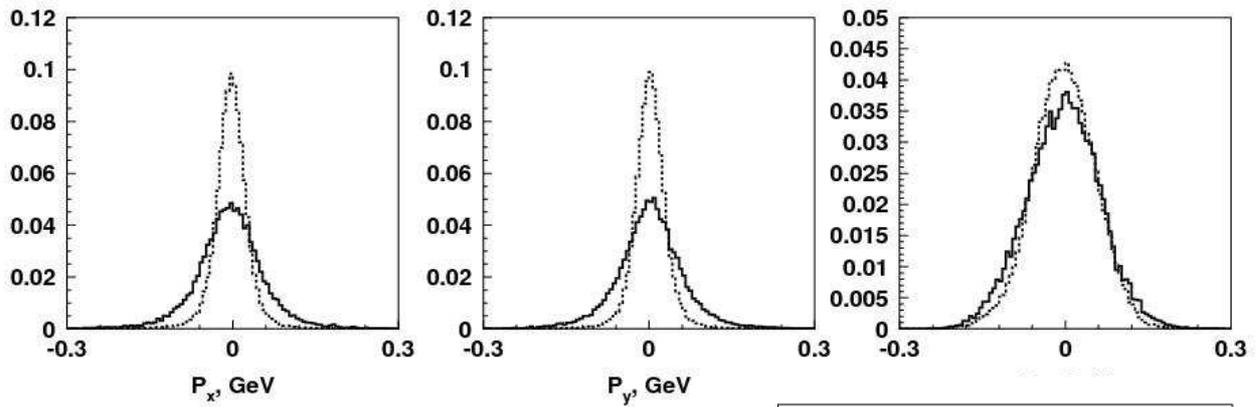
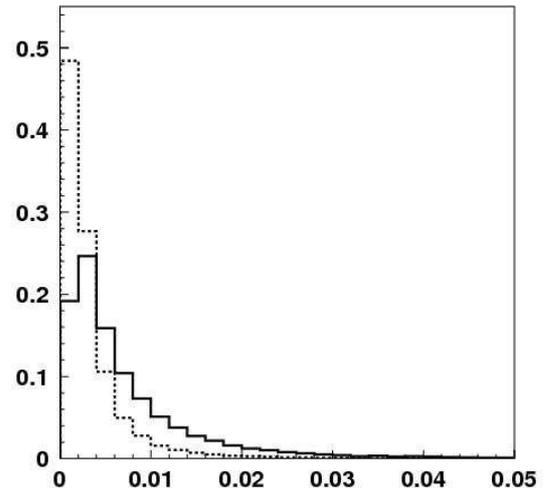


Рис. 1. Вверху: изменение импульса нуклона отдачи (по X, Y, Z) за счет ферми-импульса нуклона мишени. Внизу справа: энергетический спектр нуклона-спектратора. Сплошные и пунктирные линии соответствуют связанному и свободному нуклону, соответственно.



Более общей проблемой является в этой связи изучение взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами. Особенно это касается η - и ω -мезонов, у которых время жизни достаточно велико, благодаря чему средняя длина свободного пробега превышает межнуклонное расстояние.

Поскольку нельзя сделать пучки нестабильных мезонов, то важным результатом следует считать разработку нового метода "меченых мезонов" [3], позволяющего подойти к решению этой проблемы. Идея этого метода основана на том, что различие в массах π , η и более тяжелых мезонов существенно больше, чем кинематическая неопределенность их образования. Под кинематической неопределенностью здесь понимаются как физические факторы, главным из которых является Ферми движение нуклонов в ядре, так и методические (экспериментальное разрешение и др.). Благодаря этому нуклоны отдачи могут служить меткой, по которой можно определить тип образующегося мезона, без его регистрации в конечном состоянии, например, если он в результате взаимодействия с ядром превратился в другую частицу.

Каскадная модель позволяет вероятность вторичных процессов, когда мезон или нуклон отдачи взаимодействует с нуклонами ядра [3]. В этой работе показано, что вероятность вылета нуклонов отдачи вперед, когда им передается большая часть импульса налетающей частицы, близка к 100%. При этом вероятность вторичных взаимодействий нуклона отдачи с ядром при этих кинематических условиях довольно мала, следовательно, этот нуклон несет однозначную информацию о типе происшедшей реакции.

Результаты моделирования по модели внутриядерного каскада в сравнении с результатами эксперимента GRAAL, выполненного на дейтроне [4], для кинематических переменных (угол вылета – импульс нуклона) для дейтрона показаны на рис.2. Видно, что кинематические области отчетливо разделяются для разного типа образующихся мезонов.

Аналогичные результаты можно получить и для других кинематических переменных.

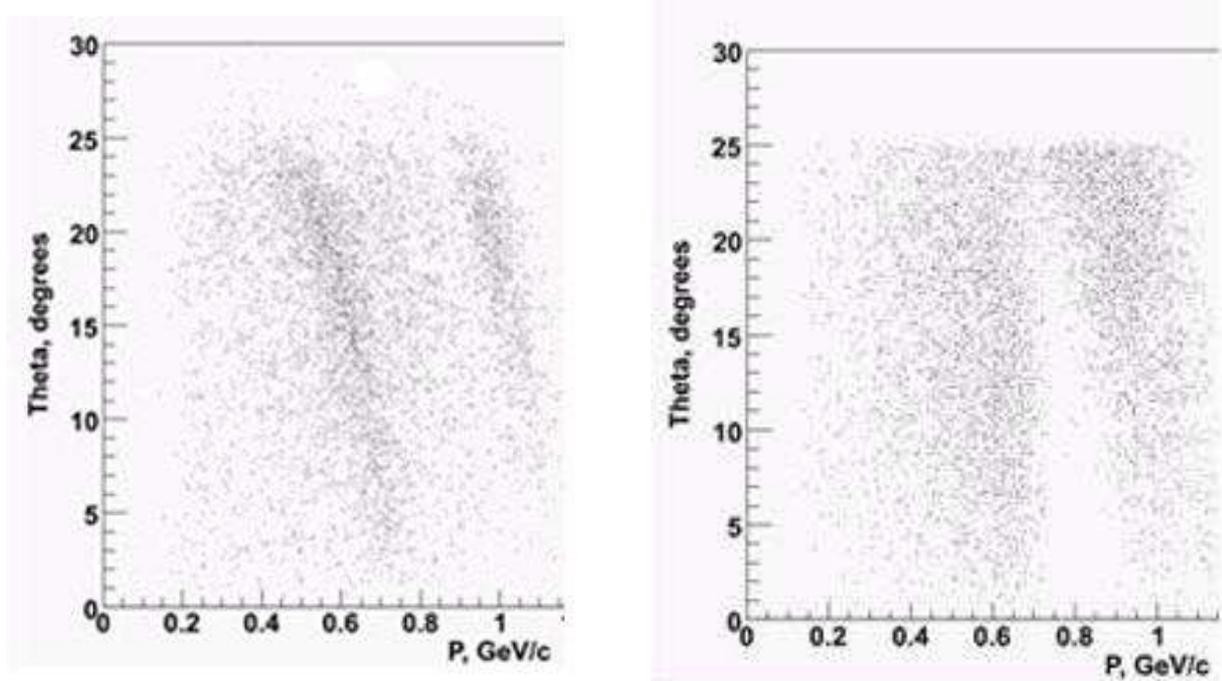


Рис. 2. Корреляция между углом и импульсом нуклона отдачи при энергии фотона 710 МэВ (слева - моделирование, справа - эксперимент).

Предварительные результаты по отбору событий, когда на квазисвободном протоне образуется η -мезон, который затем конвертируется в π^0 , показывают, что в экспериментальном спектре таких событий примерно в 2 раза больше, чем в моделированном, который учитывает распад только свободного η -мезона.

Авторы выражают благодарность А.И.Львову и Г.А.Соколу за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-02-00648-а.

- [1] O. Bartalini et al. Phys. Atom. Nucl. 71:75-82, 2008; Yad. Fiz. 71:76-83, 2008.
- [2] В.Г.Недорезов и др. УФН 174, вып.4 (2004) 353.
- [3] V.G. Nedorezov et al. Proc. IX Int. Seminar EMIN-2000, Moscow (2000) 170.
- [4] A. Ignatov et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 61:253-259, 2008.

Изучение ядерного взаимодействия изоскалярных η , ω , η' и ϕ мезонов

Г.А. Сокол (ФИАН), Е.М. Лейкин (НИИЯФ МГУ)

В данной работе рассмотрена возможность экспериментального обнаружения проявления ядерного взаимодействия некоторых мезонов с нуклонами и ядрами. Взаимодействие мезонов с ядерным веществом может приводить к изменению массы и времени жизни мезонов и рассматриваться в качестве следствия спонтанно нарушенной киральной симметрии – одного из фундаментальных свойств квантовой теории поля [1].

Из большого количества мезонов выбраны для рассмотрения изоскалярные мезоны, обладающие малой шириной распределения по массе и имеющие достаточно большую вероятность (несколько процентов и более) распада на 2γ или на две заряженные частицы. Условие распада на две частицы связано с предполагаемым методом выделения подобных событий. К таким мезонам можно отнести η , ω , η' и ϕ мезоны. Другие мезоны имеют либо очень широкое распределение по массе, либо очень малую вероятность распада на две частицы. В Таблице 1 приведены основные характеристики и вероятности распада на две частицы для η , ω , η' и ϕ мезонов [2].

Ядерное взаимодействие мезонов с нуклонами при их распаде внутри ядра может проявиться в изменении распределения продуктов распада по энергии. Влияние ядерной среды на характеристики мезонов (массу, время жизни и др.) должно приводить к уменьшению массы мезона, что отразится в распределении по энергии распадных частиц, а также к уменьшению времени жизни мезона, т.е. в увеличении ширины Γ распределения по массе. Для этого необходимо, чтобы в ядре осуществлялся распад медленного мезона, что может быть обеспечено, если образование мезона на ядерном нуклоне происходит в условиях, близких к безотдачной кинематике, т.е. когда образующийся мезон обладает близкой к нулевой кинетической энергией [3]. Такую кинематику легко обеспечить в случае рождения мезона на свободном нуклоне. При рождении мезона на ядерном нуклоне условие безотдачной кинематики размывается ферми-движением нуклонов в ядре и может быть обеспечено только в узком интервале ферми-импульсов. В этом случае распределение распадных частиц от мезона будет, вообще говоря, достаточно размытым по энергии и по углу разлета относительно $\langle\theta\rangle = 180^\circ$.

Предполагается следующая постановка эксперимента для обнаружения ядерного взаимодействия η , ω , η' и ϕ мезонов с нуклонами при использовании пучков e^- и γ -квантов, а также p - и d -пучков:

- используется мишень в виде пленки из полистирола (C_8H_8), либо из метилметакрилата (C_5H_8) (вторая мишень предпочтительна по соотношению числа нуклонов в H- и C-ядрах в мишени). Предполагается, что на водороде процесс рождения мезона происходит как на свободном протоне и, тем самым, в эксперименте будет обеспечена необходимая калибровка для процесса рождения мезона на ядерном нуклоне;

мезон	масса, МэВ	ширина, МэВ	распад	Br, %	p , МэВ/с
η	547.51 ± 0.18	1.30 ± 0.07 кэВ	$\gamma\gamma$	71.9	273
ω	782.65 ± 0.12	8.49 ± 0.08	$\pi^+\pi^-$	1.70 ± 0.37	366
η'	957.78 ± 0.14	0.203 ± 0.016	$\pi^+\pi^-$	< 2	468
ϕ	1019.51 ± 0.18	4.26 ± 0.05	K^+K^-	49.2 ± 0.6	127

Таблица 1. Двухчастичные распады мезонов.

- энергия падающих частиц (e^- , γ , p , d) подбирается таким образом, чтобы для водорода осуществлялось условие безотдачной кинематики для рождения соответствующего мезона M ;

- выбирается мода распада мезона M на два γ -кванта (η -мезон) или на две заряженных частицы ($\pi^+\pi^-$ или K^+K^-) (ω , η' и ϕ -мезоны);

- при реализации условия безотдачной кинематики частицы от распада мезона будут разлетаться под углом $\langle\theta_{\pi\pi}\rangle = 180^\circ$, а их распределение по энергии будет достаточно узким, в соответствии со значением ширины Γ распределения по массе регистрируемого мезона;

- распадные частицы будут регистрироваться двумя спектрометрами, расположенными под углом 90° к падающему пучку;

- если часть мезонов испытывает ядерное воздействие внутри ядра-мишени, то регистрируемое распределение по энергии распадных частиц будет сдвинуто относительно узкого пика, отвечающего рождению мезона на протоне и будет представлено в виде более широкого пика, отвечающего рождению мезона на ядерном нуклоне. Более широкий пик будет сдвинут к меньшим энергиям из-за уменьшения массы мезона в ядерной среде и размыт из-за влияния ферми-движения нуклонов в ядре.

Таким образом, наблюдение распределения по энергии распадных частиц для конкретного мезона M в виде узкого и более широкого, сдвинутого по энергии, пиков, при использовании в эксперименте составной мишени, содержащей Н и ядро A (например, ^{12}C), будет свидетельствовать о наличии влияния ядерной среды, т.е. ядерного взаимодействия мезона M и ядра A . На рис. 1 схематически представлено ожидаемое распределение по энергии распадных частиц мезона для случая мишени, содержащей Н и ядро ^{12}C .

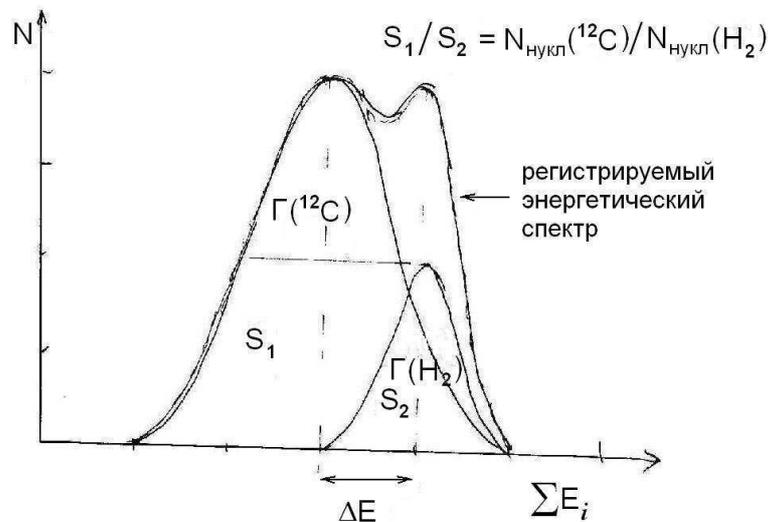


Рис. 1. Схематический ожидаемый энергетический спектр по суммарной энергии частиц от распада мезона M , возникающего в результате рождения на ядерном нуклоне в составной мишени CH_2 или C_3H_8 . ΔE – различие в массе мезона M для случая рождения мезона на ядре Н и на нуклоне в ядре С, выраженное в энергетических единицах. S_1 и S_2 – площади распределений при рождении на свободном и связанном в ядре нуклоне. $\Gamma(\text{H}_2)$ и $\Gamma(^{12}\text{C})$ – ширины возникающих распределений распадных частиц по энергии.

В Таблице 2 приведены пороговые энергии $T_{\text{порог}}$ рождения мезонов M в γp - и pp -реакциях (соответственно фотонами и протонами), а также энергии $T_{\text{безотд}}$, отвечающие безотдачной кинематике, т.е. случаю, когда кинетическая энергия мезона M равна нулю в лаб. системе координат.

реакция	энергия	η	ω	η'	ϕ
$\gamma p \rightarrow M + p$	$T_{\text{порог}}$	0.71	1.11	1.45	1.57
	$T_{\text{безотд}}$	1.00	3.90		
$pp \rightarrow M + pp$	$T_{\text{порог}}$	1.25	1.89	2.40	2.59
	$T_{\text{безотд}}$	2.24	7.37		

Таблица 2. Пороговая энергия $T_{\text{порог}}$ рождения мезонов на протоне пучком фотонов или протонов и энергия $T_{\text{безотд}}$ рождения мезонов на протоне пучком фотонов или протонов в безотдачной кинематике (когда $T_M = 0$ в лаб. системе). Единицы – ГэВ.

Остановимся на условии безотдачной кинематики, которое составляет основную особенность эксперимента. Создание для мезона M условия безотдачной кинематики, т.е. условия, когда мезон M в ядре практически покоится, важно по следующим причинам:

- если мезон M распадается на две частицы, то частицы разлетаются под углом $\langle\theta\rangle = 180^\circ$. Разлет происходит во весь телесный угол 4π , что позволяет выбрать положение для 2-х спектрометров с минимальным уровнем фона. Предпочтительно расположение спектрометров под углом $\langle\theta\rangle = 90^\circ$ по отношению к падающему пучку, по обе стороны от пучка, и в вертикальной плоскости реакции.

- если условие безотдачной кинематики не выполнено, и мезон M обладает заметной кинетической энергией T_M , то он может вылететь из ядра, и его распад будет происходить вне ядра, где влияние ядра на характеристики мезона M не будет сказываться.

По этим причинам условие безотдачной кинематики важно, т.к. увеличивает выход ожидаемой реакции и обосновывает условия для регистрации частиц, возникающих при распаде мезона M в ядре.

В ряде работ [4,5,7,8] рассматривалось влияние ядерной среды на характеристики мезонов и наблюдалось смещение измеряемого энергетического распределения распадных частиц мезона M в ядре по сравнению с распределением при распаде свободного мезона. В этих работах условие безотдачной кинематики не выполнялось, поэтому эффект смещения распределения был мал. Тем не менее, смещение было зафиксировано, и оно связывалось с влиянием ядерной материи на характеристики мезонов, т.е. с ядерным взаимодействием мезона M с ядром.

Возможность изучения свойств барионных резонансов в ядерной среде рассмотрена в [6].

- [1] B. Krushe. Progr. Part. Nucl. Phys. 55 (2005) 46.
- [2] Particle Data Group, J. Phys. G 33 (2006) 1.
- [3] А.М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. М., 1968.
- [4] M. Hedayati-Poor, H.S. Sherif. arXiv: nucl-th/0604016.
- [5] S. Eidelman et al. Phys.Lett. B 592 (2004).
- [6] А.И. Лебедев. Труды 1-го рабочего совещания "Поиск и исследование η -мезонных ядер в pA -реакции на нуклотроне ОИЯИ", изд. ОИЯИ (2007), стр.8.
- [7] J. Weiß et al. Eur. Phys. J. A 16 (2003) 275.
- [8] D. Trnka et al. Phys. Rev. Lett. 94, 192303 (2005).

Установка для исследования эта-мезонных ядер и ее калибровка*

*В.А. Басков, А.В. Кольцов, Л.Н. Павлюченко, В.В. Полянский,
С.С. Сидорин, Г.А. Сокол*

Данное сообщение коротко описывает двухплечевую спектрометрическую установку, с помощью которой проводятся исследования эта-мезонных ядер, ее временную калибровку и методику подбора рабочих характеристик детекторов.

Установка состоит из двух время-пролетных спектрометров (пионный спектрометр и нейтронный спектрометр), предназначенных для регистрации (π^+n), (pp) и (pn) пар, возникающих в фотомезонных процессах, в том числе в процессах фотообразования эта-мезонных ядер. Пионный спектрометр (π -спектрометр) предназначен для регистрации π^+ -мезонов, возникающих при распаде $S_{11}(1535)$ -резонанса в ядре ($S_{11}(1535) \rightarrow \pi^+n$). Он состоит из Т1 (старт) и Т2 (стоп) детекторов и трех ΔE -детекторов ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 , расположенных после Т2-детектора. Нейтронный спектрометр (n -спектрометр) предназначен для регистрации нейтронов, также возникающих при распаде $S_{11}(1535)$ резонанса, и состоит из А (вето)-детектора и четырёх нейтронных "стоп"-детекторов N1, N2, N3, N4.

Все детекторы представляют из себя квадратные сцинтилляционные пластины размером: $25 \times 25 \times 2$ см³ ("старт" детектор), $50 \times 50 \times 5$ см³ ("стоп" детектор), $40 \times 40 \times 2$ см³ (ΔE -детекторы в π -спектрометре), $50 \times 50 \times 2$ см³ ("вето"-детектор) и $50 \times 50 \times 10$ см³ ("стоп"-детекторы в n -спектрометре).

Каждый детектор имеет 4 ФЭУ, расположенные по углам сцинтилляционной пластины. В детекторе Т1 (старт) и ΔE -детекторах используются ФЭУ-85, в остальных детекторах обоих спектрометров используются ФЭУ-143-Б. Подборка рабочих напряжений на ФЭУ и пороговых напряжений на формирователях производилась таким образом, чтобы амплитуда сигнала, сформированного ФЭУ, была пропорциональна толщине сцинтилляционного детектора, через который проходила частица, и имелось наилучшее соотношение сигнал/шум.

Первоначальная калибровка производилась на космических мюонах. Детекторы устанавливались в стопку (друг над другом) на некотором расстоянии по вертикали (0,5–1,0 м). Такое расположение обеспечивало регистрацию вертикально падающих мюонов и исключало регистрацию частиц, летящих сбоку, для которых трек в детекторе мог иметь большой разброс по длине. Для вертикально падающих частиц трек соответствовал толщине детектора Δx .

На первом этапе калибровки при некотором выбранном пороговом напряжении $U_{\text{порог}}$ формирователя $U_{\text{порог max}} \geq U_{\text{порог}} \geq U_{\text{порог min}}$ определялись вольт-амперные характеристики всех ФЭУ детектора и выбирались рабочие напряжения $U_{\text{ФЭУ}}$ на делителях. При выбранных рабочих напряжениях определялась зависимость счета мюонов от величины $U_{\text{порог}}$ формирователей. На следующем шаге для каждой толщины детектора $U_{\text{ФЭУ}}$ и $U_{\text{порог}}$ подбирались такими, чтобы величина сигнала соответствовала данной толщине.

На рис. 1 представлены зависимости счета мюонов от величины порога формирователей для одного из каналов детектора Т2. Там же представлены зависимости отношения $\Delta N/\Delta U_{\text{порог}}$ от $U_{\text{порог}}$, определяющие зависимости сигнала с ФЭУ относительно выбранного порога. Зависимость эта сложная, она имеет несколько областей. До величины порога $U_{\text{порог}} \leq 40$ мВ сигнал определяется шумами ФЭУ (величина счета на кривой I постоянна,

*Не докладывалось на конференции.

$\Delta N/\Delta U_{\text{порог}} = 0$). Минимальная амплитуда сигнала, начиная с $U_{\text{порог}} \approx 40$ мВ, начинает превышать амплитуду шумового сигнала, и отношение $\Delta N/\Delta U_{\text{порог}}$ начинает расти до величины $\Delta N/\Delta U_{\text{порог}} = (\Delta N/\Delta U_{\text{порог}})_{\text{оптим}} = 75 \pm 5$ мВ, при котором шумы подавлены и амплитуда сигнала максимальная. При дальнейшем увеличении порога начинает уменьшаться сама амплитуда сигнала от частицы, и отношение $\Delta N/\Delta U_{\text{порог}}$ уменьшается.

При работе выставляется минимальный порог, при котором значительная часть шумов подавлена, но хорошо регистрируется сигнал от прошедшей частицы. При данном пороге эффективность регистрации мюонов максимальная.

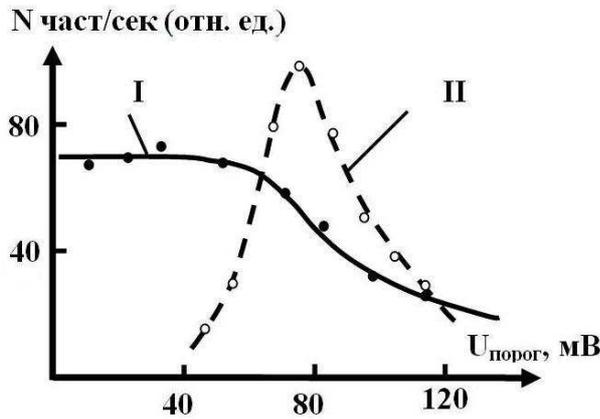


Рис. 1. Зависимость счета мюонов от величины порога формирователей для одного из ФЭУ детекторов Т2 (кривая I – ●); зависимости отношения $\Delta N/\Delta U_{\text{порог}}$ от величины порога формирователей (кривая II – ○).

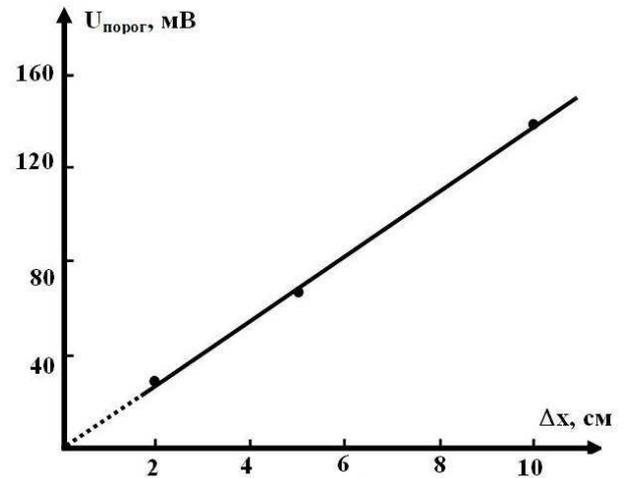


Рис. 2. Зависимость величины порогового напряжения формирователей $U_{\text{порог}}$ от толщины детектора Δx .

На рис. 2 представлена калибровочная кривая, показывающая зависимость порога регистрации формирователей от толщины детектора. Видно, что зависимость – пропорциональная.

Для измерения энергии частицы в установке используется время-пролетная методика, с помощью которой осуществляется измерение времени пролета частицы t на соответствующей базе пролета L . Знание типа и массы частицы дает возможность перевести время пролета в энергию частицы.

Калибровка детекторов по времени проводится на пучке частиц от физической мишени, помещенный в γ -пучок. Для этой цели используются детекторы s_1 и s_2 размером 5×5 см². Первый этап настройки состоит в сравнении временных спектров, измеряемых ВЦП от каждого из 4-х ФЭУ детектора. Так как сигналы от различных ФЭУ детектора приходят в разное время из-за разницы в их формировании ФЭУ и в длинах кабелей, по которым они подаются на вход ВЦП, спектры в каждом из 4-х каналов будут расположены в разных каналах ВЦП. Цель этапа: совместить все 4 спектра путем введения необходимых временных задержек в соответствующий канал ВЦП.

Вторым этапом калибровки является определение цены канала ВЦП в наносекундах, то есть определение коэффициента α в соотношении $t = \alpha n$, где n – число каналов регистрации ВЦП, соответствующих времени пролета t . Для этого вплотную по центру перед Т1 и Т2 помещаются s_1 и s_2 , определяются n в каждом ВЦП, соответствующие нулевому интервалу времени пролета релятивистской частицы через Т1 и Т2. Затем Т2 с s_2 отодвигаются на некоторое расстояние, например, на $L = 50, 100$ и 150 см и в каждой позиции определяется положение релятивистского пика в ВЦП Т2 и находится α как $\alpha = L/\langle n \rangle$,

где $\langle n \rangle$ – средний канал пика временного распределения в ВЦП. Так как шкала ВЦП линейна, то выполняется соотношение $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$, где α_1 , α_2 и α_3 соответствуют трем указанным L .

После выполнения калибровки счетчики s_1 и s_2 снимаются и выставляются рабочие значения L в спектрометре π между мишенью и T1, между T1 и T2, а также в спектрометре n между мишенью и A, N1, N2, N3, N4.

Определение рабочих характеристик детекторов и выполнение калибровки по указанным методикам позволили эффективно провести наборы экспериментальной статистики для последующей обработки в целях поиска образования эта-мезонных ядер на мишени углерода [1,2].

[1] G.A. Sokol et al. Fizika B (Zagreb), v. 8, 81 (1999).

[2] Г.А. Сокол и др. Письма в ЭЧАЯ № 5 [102], 71, (2000).

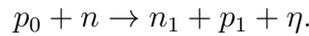
Поиск эта-мезонных ядер на Нуклотроне ОИЯИ

*С.В. Афанасьев, А.С. Артемов, Р.Н. Бекмирзаев, Д.К. Дряблов,
Д.М. Жомуродов, Д.А. Игамкулов, В.И. Иванов, А.Ю. Исупов,
А.И. Малахов, Е.Б. Плеханов (ОИЯИ), А.И. Львов, Л.Н. Павлюченко,
В.В. Полянский, С.С. Сидорин, Г.А. Сокол (ФИАН)*

Введение

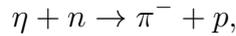
В этом сообщении обсуждаются вопросы предварительной обработки данных сеанса июня 2008 г. на установке СКАН эксперимента по поиску эта-ядер на внутреннем пучке Нуклотрона ОИЯИ.

Первоначальная мотивация и предварительные оценки возможности проведения этого эксперимента в другой редакции – на протонном пучке с кинетической энергией $\sim 1.5-2$ ГэВ – описывались в работе [1]. Вероятным механизмом образования в ядре медленного η -мезона является pn -столкновение налетающего протона p_0 с внутриядерным нейтроном n и последующая перезарядка:



При этом конечный нейтрон n_1 вылетает преимущественно вперед ($\theta_{n_1} \lesssim 15-20^\circ$), имея малый поперечный импульс $p_{n\perp} \lesssim 200$ МэВ/с и теряя энергию $T_{p_0} - T_{n_1} \sim 800$ МэВ. Эта энергия передается η -мезону (~ 550 МэВ) и протону p_1 (~ 250 МэВ), углы вылета которого больше и достигают $\sim 50^\circ$. Сечение образования η -мезона в pp (и равно pn) столкновениях значительно меньше и в первом приближении может не приниматься во внимание.

В дальнейшем рожденный медленный η -мезон захватывается ядром и гибнет – в основном за счет внутриядерного процесса



рождающего пион-нуклонную заряженную пару $\pi^- p$, в которой компоненты пары имеют значительный противоположный импульс ~ 430 МэВ/с (т.е. кин. энергии ~ 312 МэВ и ~ 94 МэВ соответственно). Различные ядерные эффекты (ферми-движение мезона и нуклонов, внутриядерное перерассеяние и пр.) размывают эту корреляцию импульсов и энергий, но не уничтожают ее полностью. Указанная выше зарядовая комбинация пары выбрана потому, что ее легче регистрировать имеющейся экспериментальной установкой.

Таким образом, эта-мезонные ядра, т.е. квазисвязанные состояния η -мезона и ядра-остова, предлагалось искать по продуктам их распада – коррелированной $\pi^- p$ -паре, в сочетании с регистрацией нуклонов p_1 и n_1 , возникающих на этапе рождения эта-ядра. В спектре суммарной энергии отобранных $\pi^- p$ -пар ожидается иметь пик вблизи (и чуть ниже) $E = m_\eta + m_N = 1486$ МэВ, положение и ширина которого даст информацию об энергии связи и ширине эта-ядерного состояния. При этом ожидаемые энергии связи и ширины составляют $\sim 10-20$ МэВ и ~ 30 МэВ соответственно [2].

Реальный эксперимент проводился на дейтронном пучке. Однако приведенное выше рассмотрение годится и в этом случае, поскольку в данном контексте дейтрон можно рассматривать как пучок протонов плюс пучок нейтронов. Единственная поправка состоит в том, что на этапе рождения эта-ядра в случае реакции, инициированной нейтроном пучка, вылетающие нуклоны n_1 и p_1 меняются ролями: вперед летит протон, а под большим углом – нейтрон.

Описание эксперимента и установки

Рассматриваемый сеанс эксперимента проводился на внутреннем дейтронном пучке Нуклотрона с кин. энергией 1.9 ГэВ/нуклон при интенсивности пучка до 10^{10} d /цикл (продолжительность цикла ~ 10 сек). Мишень представляла собой углеродную (^{12}C) нить $\varnothing 8$ мкм и длиной 90 мм. Продукты распада эта-ядер – π^-p -пары – регистрировались в поперечных к пучку направлениях (т.е. там, где ожидаемый фон минимален) с помощью двухплечевого спектрометра заряженных частиц [3], включающего одинаково устроенные плечи P и K (рис. 1).

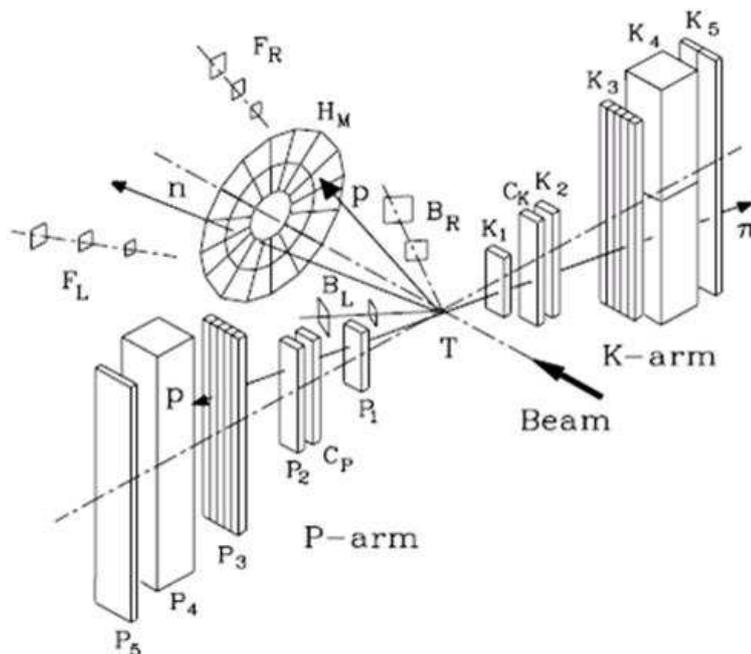


Рис. 1. Схематический вид установки СКАН. H_M – 2-х кольцевой 32-элементный годоскоп (массив сцинтилляционных счетчиков), перекрывающий малые полярные углы $\theta = 15^\circ - 30^\circ$; P_1, P_2, P_3 (и K_1, K_2, K_3) – быстрые сцинтилляционные счетчики временной привязки; P_4 и K_4 – сцинтилляционные счетчики большого объема; P_5 и K_5 – сцинтилляционные детекторы частиц с большим импульсом; C_P и C_K – черенковские пороговые счетчики выделения пионов; B_L, F_L и B_R, F_R – четыре набора сцинтилляционных счетчиков-мониторов пучка.

Основой детектирования является регистрация удельных энергетических потерь ΔE заряженной частицы в плече P или K , а также времени пролета t_{tof} между счетчиками P_1 и P_3 (или K_1 и K_3). Для идентификации частиц также используются суммарные энергетические потери E во всех сцинтилляционных счетчиках данного плеча. Примесь протонов при идентификации пионов составляет в этом случае $\sim 5\%$. Включение для π/p -разделения порогового черенковского счетчика (C_P или C_K) приводит к сокращению примеси протонов в 50 раз.

Пороги регистрации по импульсам пионов составляли ~ 40 МэВ/ c (что соответствует кин. энергии ~ 6 МэВ). Пороговые значения импульсов протонов составляли ~ 230 МэВ/ c (кин. энергия ~ 30 МэВ).

Эффективность регистрации протонов и заряженных пионов в диапазоне изменения импульсов достигала $\sim 90\%$ и $\sim 95\%$ для пионов и протонов соответственно.

Геометрический акцептанс каждого из плеч установки составлял $\theta = 90^\circ \pm 3^\circ$ и $\phi = 0^\circ(180^\circ) \pm 17.5^\circ$. Разрешение TOF-системы равнялось ~ 150 ps.

В рабочем варианте использовался аппаратный триггер

$$(P_1 * P_2 * P_3) * (K_1 * K_2 * K_3).$$

Реконструкция событий осуществлялась следующим образом [4]. На основе известной геометрии установки и ВЦП-данных по времени пролета определяется скорость заряженной частицы и ее гамма-фактор:

$$\beta = \frac{L_{\text{start/stop}}}{ct_{\text{tof}}}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

АЦП-данные по энергиям, потерянным частицей в детекторах, дают возможность вычислить ее кинетическую энергию

$$T = \sum_i k_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i.$$

Здесь c – скорость света, $L_{\text{start/stop}}$ – длина пролетной базы P_1 – P_3 (или K_1 – K_3), i – номер активного детектора. Тогда реконструированная масса частицы находится как

$$M_{\text{rec}} = \frac{T}{\gamma - 1}.$$

Все события с $M_{\text{rec}} < 500$ МэВ считаются π -мезонами, события с $M_{\text{rec}} = 500$ – 1500 МэВ считаются протонами, а события с $M_{\text{rec}} > 1500$ МэВ считаются дейтронами.

Процедура определения нормировочных коэффициентов k_i и нормировочных констант при вычислении времени пролета t_{tof} подробно рассмотрена в [4].

При наличии указанного выше аппаратного триггера (совпадение P и K плеч) появляется возможность реконструировать полную энергию пары заряженных частиц:

$$E_{\text{tot}} = E_P + E_K = \gamma_P M_{\text{rec}P} + \gamma_K M_{\text{rec}K}.$$

Моделирование установки и сравнение с данными

Моделирование одного плеча установки (например, P) с использованием программы, основанной на коде GEANT 3.21, позволяет получить ожидаемую картину работы спектрометров и, в частности, распределения регистрируемых частиц в координатах ΔE – t . Здесь ΔE это суммарная энергия, потерянная частицей в детекторах P_1 – P_4 , а t – время пролета частицы между детекторами P_1 и P_3 . При моделировании рассматривалось прохождение через одно плечо установки отрицательных пионов, протонов, дейтонов, ядер ^3H и ^3He ; начальная энергия падающих на детекторы частиц была равномерно распределена в интервале 0–1000 МэВ при изотропном угловом распределении. Полученные результаты показаны на рис. 2.

Обработка экспериментальных данных сеанса июнь-2008 и калибровка каждого плеча в соответствии с приведенной процедурой реконструкции по расчетным кривым дает аналогичные распределения – см. рис. 3. Сравнение с рис. 2 помогает указать области ΔE – t преимущественного соответствия частицам (π , p , d), регистрируемым одним плечом установки. При сравнении экспериментальных и моделированных данных наблюдается большая размытость экспериментальных распределений, поскольку в данном расчете не учитывались флуктуации светосбора в детекторах, флуктуации процессов регистрации фотонов в ФЭУ, случайные процессы в блоках электроники и др.

Группой ОИЯИ было проведено моделирование изучаемой реакции с помощью программного кода RQMD (релятивистская квантовая молекулярная динамика [5]). В основе

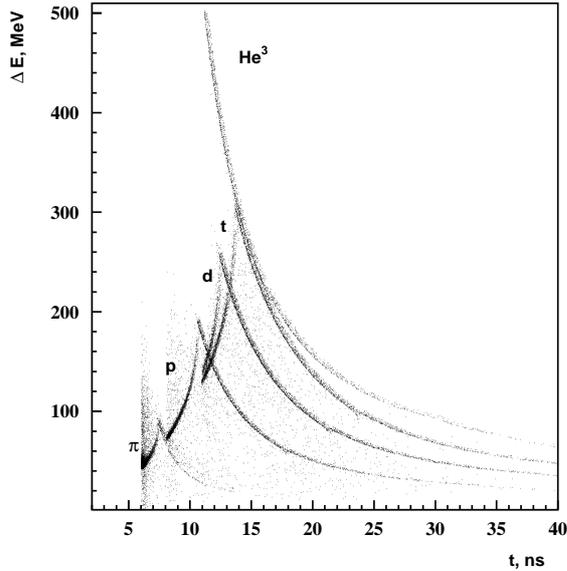


Рис. 2. Моделированное $\Delta E-t$ распределение.

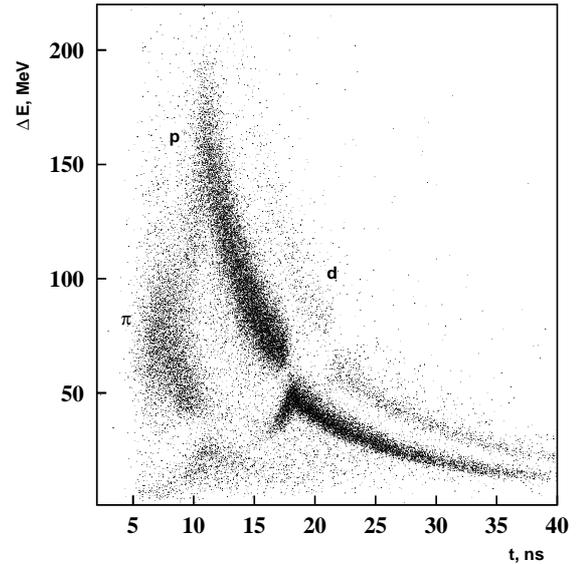


Рис. 3. $\Delta E-t$ распределение реальных событий.

кода лежит теоретический подход, обеспечивающий полноту процедуры моделирования в реакциях типа ядро-ядро или адрон-ядро. Начальное состояние частиц преобразуется в конечное с фиксацией (замораживанием) результирующего состояния после прекращения сильных взаимодействий. Это полуклассический микроскопический подход, который совмещает классическое описание распространения частиц со стохастичностью взаимодействий. В элементарных столкновениях могут возбуждаться резонансы и цветные струны, их фрагментация и распад приводят к рождению конечного набора частиц.

Моделирование столкновений дейтрон-ядро ^{12}C проводилось для нескольких фиксированных энергий падающего дейтрона в диапазоне 1.4–1.9 ГэВ/нуклон. В результате был получен массив данных, который затем использовался группой ФИАН для оценок уровня фона при регистрации π^-p пар экспериментальной установкой СКАН в области энергий частиц, возникающих при распаде эта-ядер: $T_p \sim 100$ МэВ и $T_\pi \sim 300$ МэВ, что соответствует $\beta_p \sim 0.43$ и $\beta_\pi \sim 0.95$. Моделированные данные были суммированы по всем энергиям дейтрона с единичным весом.

На рис. 4 приведено полученное распределение скоростей протонов при условии регистрации пиона со скоростью $\beta_\pi > 0.9$. Видно, что в области эффекта ($\beta_p \sim 0.43$) практически нет фоновых событий – несмотря на то, что уровень статистики событий, разыгранных в RQMD, составил несколько миллионов.

Измерения на Нуклотроне в сеансе 2008 г. проводились на пучке дейтронов в энергетическом диапазоне 1–2 ГэВ/нуклон. В этом режиме были получены данные как при расположении плеч детектора под углом 180° в лабораторной системе, так и под меньшим углом (170°). Прямые и фоновые измерения проводились в течение одного сеанса. Таким образом систематическая ошибка измерения сводилась к минимуму. Предварительные результаты обработанной данных представлены на рис. 5, 6.

Число зарегистрированных πp пар, попадающих в диапазон масс $1450 < M_{\text{eff}} < 1550$ МэВ/ c^2 , составляет $N_{\text{eff}} = 40$ событий для $(1.5-2) \cdot 10^9$ неупругих взаимодействий. При фоновых измерениях приведенное число событий для этого интервала масс составляет $N_{\text{фон}} = 7.5$. На данный момент представленный результат рассматривается как предварительный, требующий более детальных исследований.

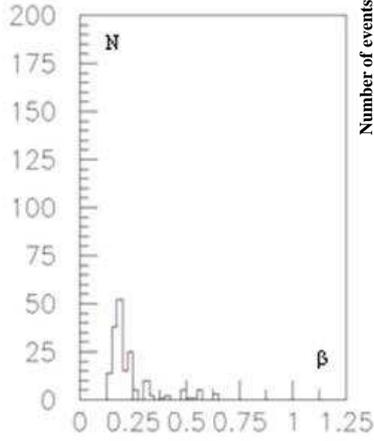


Рис. 4. Распределение по скоростям протонов в событиях с $\beta_\pi > 0.9$, смоделированных по программе RQMD.

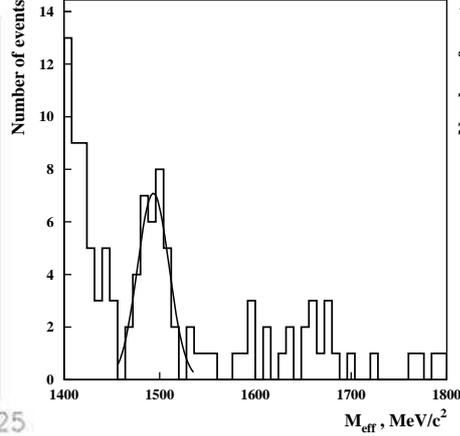


Рис. 5. Спектры эффективных масс, полученные при рабочем положении детекторов

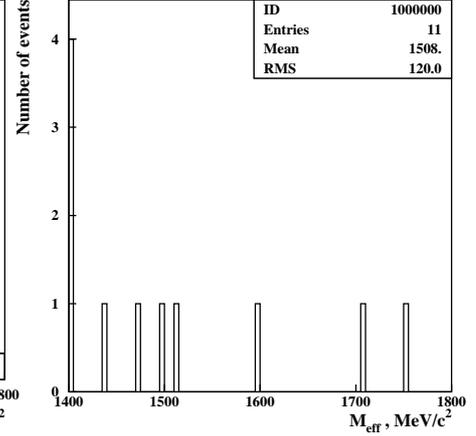


Рис. 6. Спектры эффективных масс, полученные при угле раствора плеч 170° .

Величину полного сечения процесса можно оценить исходя из числа неупругих взаимодействий dC , измеренных по счетам мониторинговых телескопов и результатов моделирования с использованием программных пакетов GEANT и RQMD. Приведенные на рис. 5, 6 распределения соответствуют $N_{\text{in}} = (1.5-2.2) \cdot 10^9$ неупругим взаимодействиям. Исходя из телесного угла установки $\Omega \approx 0.008$ sr и сечения неупругого dC -взаимодействия $\sigma_{\text{in}} = 426 \pm 22$ mb при энергии 2.1 ГэВ/нукл, полное сечение исследуемого процесса было оценено следующим образом:

$$\sigma(\eta A) = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{N_{\text{eff}} - N_{\text{fon}}}{N_{\text{in}}} \sigma_{\text{in}} \sim 11 \mu b.$$

Продолжение обработки экспериментальных данных сеанса июнь-2008 и, особенно, подключение данных сеанса 2006 года позволит увеличить статистику и получить более ясные представления об образовании резонансных структур, характерных для распадов эта-мезонных ядер.

- [1] M.Kh. Anikina et al., nucl-ex/0412036v2.
- [2] Q. Haider, L.C. Liu, Phys. Rev. C 66 (2002) 045208;
C. Garcia-Recio et al., Phys. Lett. B 550 (2002) 47.
- [3] S.V. Afanasev et al., JINR Rapid. Comm., 5[91]-98 (1988) 25.
- [4] С.В. Афанасьев, Д.К. Дряблов, Письма в ЭЧАЯ 2[125] (2005) 82–90.
- [5] H. Sorge, Phys. Rev. C52 (1995) 3291.

О фоторождении эта-мезонных ядер на сикротроне ФИАН*

*В.А. Басков, А.В. Кольцов, А.И. Львов, А.И. Лебедев, Л.Н. Павлюченко,
В.В. Полянский, Е.В. Ржанов, С.С. Сидорин, Г.А. Сокол (ФИАН),
С.В. Афанасьев, А.И. Малахов (ОИЯИ),
А.С. Игнатов, В.Г. Недорезов (ИЯИ РАН)*

A brief review of searches for η -mesic nuclei is presented with emphasis on photoreactions. Results of a new experiment done at the LPI electron synchrotron are reported. They are as follows.

New data on photoproduction of η -mesic nuclei off ^{12}C have been collected at the bremsstrahlung photon beam of $E_{\gamma\text{max}} = 850$ MeV. An experimental setup with two plastic time-of flight spectrometers detected correlated π^+n and pn pairs from annihilation of η -mesons stopped in the nuclear matter and measured their velocity distributions. Data analysis was performed using an Intra Nuclear Cascade Model in the GEANT-3 framework in order to take into account properties of the setup and physical background. A separation between charged pions and protons was achieved using information on velocities and ranges of the particles in plastic detectors. The obtained data show, apart from previously observed π^+n pairs from one-nucleon annihilation of etas (via $\eta N \rightarrow \pi N$), a presence of emitted correlated pn pairs with velocities corresponding to the kinematics of the near-threshold reaction of two-nucleon absorption of the η -meson in the nucleus ($\eta NN \rightarrow NN$). Assuming that such π^+n and pn pairs are mostly produced through formation and decay of quasi-bound states of the η -meson and a nucleus (i.e. η -mesic nuclei ${}_{\eta}A$), the cross section of η -mesic nuclei formation was estimated as $\sigma(\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\eta}A + X) \lesssim 10 \mu\text{b}$.

Introduction: η -mesic nuclei

η -mesic nuclei, i.e. nuclear systems ${}_{\eta}A$ having the η -meson bound in a nuclear orbit by strong interaction with A nucleons, have been predicted long ago [1,2] — soon after recognizing the attractive character of the ηN interaction at low energies [3]. Observations and investigations of these exotic systems would be very valuable for understanding meson-baryon interactions in free space and in nuclei and for studies of properties of hadrons in the dense nuclear matter.

The η -meson, together with pions and kaons, belongs to the SU(3) octet of pseudoscalar mesons and has, therefore, a similar $q\bar{q}$ space structure. In contrast to the pion, however, the pseudoscalar coupling of η to the nucleon is empirically rather small [4]. Nevertheless the amplitude of ηN s -wave scattering is not as small as that for πN scattering because of the contribution of the s -wave resonance $S_{11}(1535)$ which is actually a chiral partner of the nucleon — the lowest lying baryon with the opposite parity to the nucleon. This resonance has the mass slightly above the ηN threshold, $m_{\eta} + m_N = 1486$ MeV, and owing to its very strong coupling to the ηN channel [with the branching ratio $\text{Br}(S_{11}(1535) \rightarrow \eta N) \simeq 55\%$] strongly enhances all interactions in this channel. A nice illustration of this feature is provided by Mainz data [5] on the total cross section of η photoproduction off protons. A huge near-threshold

*Здесь вместо докладов А.И.Львова и Л.Н.Павлюченко о предварительных результатах исследования приведен более законченный текст работы (на английском) и представленный В.В.Полянским позже – на конференциях в 2012 г.

enhancement shown in Fig. 1 is just a manifestation of the $S_{11}(1535)$ resonance excited in the reaction $\gamma p \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \eta p$.

The $S_{11}(1535)$ resonance strongly contributes to the low-energy ηN scattering and, in particular, makes the threshold value of the ηN scattering amplitude (i.e. the ηN scattering length $a_{\eta N}$) positive. In the framework of a dynamical resonance model for the coupled channels πN , ηN and $\pi\pi N$, Bhalerao and Liu [3] found

$$a_{\eta N} = 0.28 + i 0.19 \text{ fm}. \quad (1)$$

The positive value of $\text{Re } a_{\eta N}$ means an effective attraction between η and N , so that one can expect that several nucleons could jointly bind η to a nuclear orbit. The first-order static-limit on-shell optical potential of η in the nuclear matter at zero energy $E_{\eta}^{\text{kin}} = 0$ is equal to

$$U(r) = -2\pi a_{\eta N} \rho(r) \left(\frac{1}{m_{\eta}} + \frac{1}{m_N} \right), \quad (2)$$

what gives [together with Eq. (1)] $U = -34 - i 23 \text{ MeV}$ at normal nuclear matter density $\rho = \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$. The imaginary part of the potential describes a local absorption rate $\Gamma = -2 \text{Im } U$ of η in the nuclear substance.

With the above strength of the ηA potential, η -mesic nuclei ${}_{\eta}A$ are expected to exist for all $A \geq 10$ [6,7]. Actually, due to a sharp (cusp) energy dependence of the ηN scattering amplitude near threshold, Fermi motion of nucleons and η reduces the optical potential [especially its imaginary part], and this makes η -mesic nuclei to exist only for $A \geq 12$. For binding energies and widths of the lightest η -mesic nuclei Haider and Liu predicted [6,7]

$$\begin{aligned} E_{\eta} &= -1.19 \text{ MeV}, & \Gamma_{\eta} &= 7.34 \text{ MeV} & \text{for } & {}_{\eta}^{12}\text{C}, \\ E_{\eta} &= -3.45 \text{ MeV}, & \Gamma_{\eta} &= 10.76 \text{ MeV} & \text{for } & {}_{\eta}^{16}\text{O}, \\ E_{\eta} &= -6.39 \text{ MeV}, & \Gamma_{\eta} &= 13.20 \text{ MeV} & \text{for } & {}_{\eta}^{26}\text{Mg}. \end{aligned} \quad (3)$$

Note, however, that a stronger ηN scattering amplitude was inferred in some other analyses. For example, using a K -matrix model for coupled channels πN , ηN , γN and $\pi\pi N$, Green and Wycech [8,9] found from fit to available data

$$a_{\eta N} = (0.91 \pm 0.06) + i (0.27 \pm 0.02) \text{ fm}. \quad (4)$$

With such a big strength of ηN interaction lighter η -mesic nuclei could also exist.

As an example of different predictions for binding energies and widths of η -mesic nuclei we mention very elaborated calculations [10–12], in which a model for meson-baryon interaction with dynamically generated resonances was build using a unitarized chiral perturbation theory for coupled channels πN , ηN , $K\Lambda$, $K\Sigma$ and $\pi\pi N$ and then self-energies of all the particles in the nuclear matter were evaluated consistently. This approach leads to the ηN scattering length $a_{\eta N} = 0.264 + i 0.245 \text{ fm}$ close to that obtained in Eq. (1). The resulting ηA potential is, however, found stronger owing to nonlinear dressing effects: $U = -54 - i 29 \text{ MeV}$ at normal nuclear density. Also stronger are η -meson bindings found in [12]:

$$\begin{aligned} E_{\eta} &= -9.71 \text{ MeV}, & \Gamma_{\eta} &= 35.0 \text{ MeV} & \text{for } & {}_{\eta}^{12}\text{C}, \\ E_{\eta} &= -12.57 \text{ MeV}, & \Gamma_{\eta} &= 33.4 \text{ MeV} & \text{for } & {}_{\eta}^{24}\text{Mg}. \end{aligned} \quad (5)$$

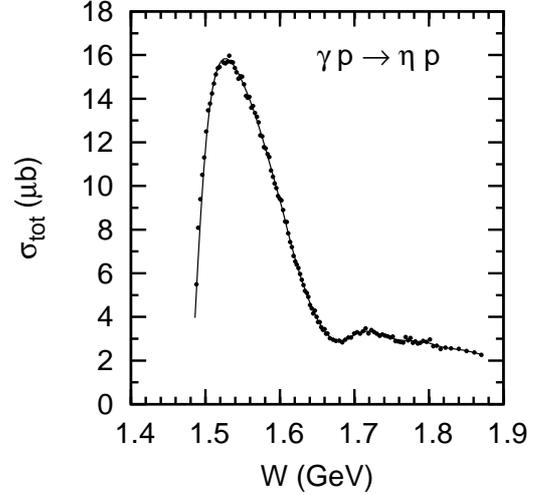
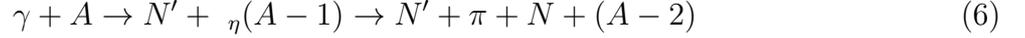


Рис. 1. Total cross section of $\gamma p \rightarrow \eta p$ [5] as an illustration of the $S_{11}(1535)$ resonance strength in the ηN channel.

Bindings with equally large widths arise also in calculations [13–15] that use a chiral doublet model and treat ηA and $S_{11}(1535)A$ attraction as a result of partial restoration of chiral symmetry in the dense nuclear matter leading to reduction of the $S_{11}(1535)-N$ mass gap. It is clear that experimental data on energies and widths of η -mesic nuclei are needed to test these and many other models and calculations.

Signature for eta-mesic nuclei produced in photoreactions

A mechanism of η -mesic nuclei formation and decay in the photoreaction



is shown in Fig. 2a. A fast nucleon N' ejected forward at the first stage of the reaction, i.e. in the subprocess



escapes the nucleus, whereas a slow η is captured by remaining $A-1$ nucleons to a bound state. At $E_\gamma \sim 800-900$ MeV, a minimal momentum transfer to η in the reaction (7) is not large (less than 70 MeV/ c). That is why the total cross section of η -mesic nuclei formation off light nuclei (like carbon or oxygen implied in the following) turns out to be a few μb [16–21], i.e. $\simeq 2-7\%$ of the total cross section $\sigma_{\gamma A}^\eta$ of inclusive η photoproduction, with the exact value strongly dependent on the assumed strength of the optical potential U .

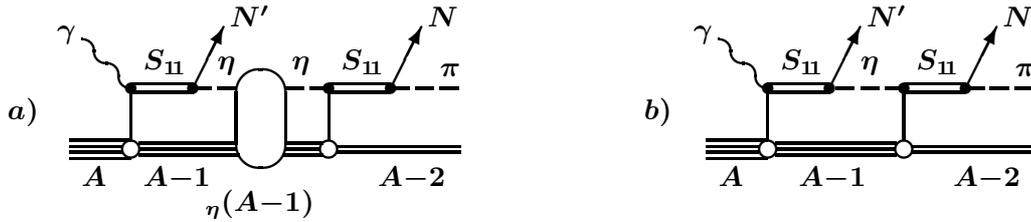


Рис. 2. a) η -mesic nuclei formation and decay with the emission of back-to-back πN pairs. b) Background creation of back-to-back πN pairs by unbound η .

Energies $E[\eta(A-1)]$ of the produced η -mesic nuclei can, in principle, be determined through missing mass measurements in the reaction (γ, p) using tagged photons γ and a magnetic spectrometer for $N' = p$. Indirectly, the same energy

$$E[\eta(A-1)] = E_\eta + E_{A-1} = E_{\pi N} + E_{A-2} \quad (8)$$

can also be found from the observed energy of a correlated back-to-back πN pair produced at the second stage of the reaction (6) where the captured η meson annihilates through the subprocess



The energy excitation of $(A-2)$ in (8) is not a fixed value. It rather depends on whether an s -shell or p -shell nucleon N is knocked out in the process (9). Therefore a distribution of the experimental observable $E_{\pi N}$ has appropriately a bigger width than the width of the η -mesic nucleus.

Neglecting binding and Fermi motion of nucleons and η , we have the following kinematical characteristics of the ejected correlated πN pairs (as for energies, momenta and velocities):

$$\begin{aligned} \sqrt{s} &= E_\pi + E_N = m_\eta + m_N = 1486 \text{ MeV}, \\ E_\pi^{\text{kin}} &= 313 \text{ MeV}, \quad E_N^{\text{kin}} = 94 \text{ MeV}, \quad p_\pi = p_N = 431 \text{ MeV}/c, \\ \beta_\pi &= 0.95, \quad \beta_N = 0.42. \end{aligned} \quad (10)$$

A simple simulation that takes into account the Fermi motion of nucleons and η as well as binding of these particles reveals that fluctuations around these ideal parameters are substantial (see Fig. 3) [specifically, we used in this simulation the η -meson binding energy of 10 MeV with the width 25 MeV; for nucleons, we assumed a Fermi-gas distribution with binding energies distributed between 5 and 30 MeV]. In particular, the angle $\theta_{\pi N}$ between the emitted pion and nucleon may not be so close to 180° , and a subtraction of background events with $\theta_{\pi N} \neq 180^\circ$ used sometimes in practice should be done cautiously. A shift of the peak down to 1486 MeV in the distribution of the total energy $E_{\pi N} = E_\pi + E_N$ seen in Fig. 3 is related with binding of both the η -meson (by 10 MeV) and the nucleon (by 15 MeV).

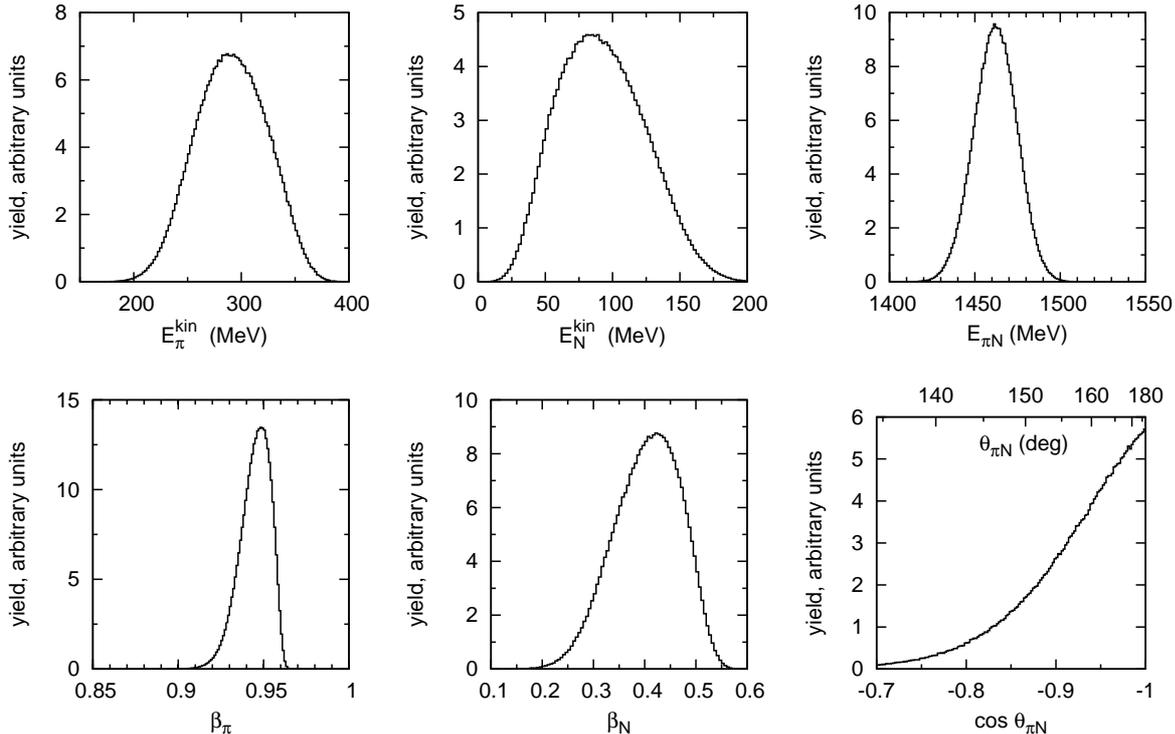


Рис. 3. Simulation of πN pairs emitted in η -mesic nuclei decays. Shown are distributions over kinetic energies of the particles, their total energy, velocities, and the πN relative angle.

Notice that πN pairs with the characteristics (10) do not necessary originate from η -mesic nuclei decays. They can also be produced by slow etas in a background nonresonance process shown in Fig. 2b. The resonance and nonresonance processes correspond to a resonance (Breit-Wigner) and nonresonance part of the full propagator [i.e. the Green function $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; E_\eta)$] of the η -meson moving in the optical potential $U(r)$. Jointly, these parts generate a complicated spectrum of E_η similar to that obtained in a toy model with a square-well potential [22,23]. Shown in Fig. 4 is the spectral function in that model,

$$S(E_\eta) = \iint \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) |G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; E_\eta)|^2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (11)$$

that characterizes near-threshold energy distribution of the propagated etas as well as the near-threshold energy dependence of the yield of πN pairs produced by these η . Bound states of the η -meson give pronounced peaks in the yield of the πN pairs at subthreshold energies E_η . Generally,

observation of a relatively narrow resonance peak in the spectrum of E_η in the region $E_\eta < m_\eta$ is mandatory for claiming an observation of η -mesic nuclei at all. We refer to recent works by Haider and Liu [24,25] where a deeper and more elaborated consideration is given in relation with a recent experiment.

Since η is isoscalar, the πN pairs produced in the subprocess (9) have isospin $\frac{1}{2}$ and hence the following isotopic contents [for η -mesic nuclei with $A \gg 1$]:

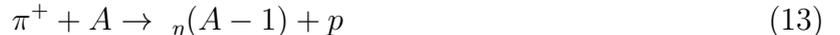
$$\text{Br}(\pi N) = \begin{cases} 1/3 & \text{for } \pi^+ n, \\ 1/6 & \text{for } \pi^0 p, \\ 1/6 & \text{for } \pi^0 n, \\ 1/3 & \text{for } \pi^- p. \end{cases} \quad (12)$$

From these, the channel $\pi^+ n$ was chosen for detection in our experiment.

Previous searches for η -mesic nuclei

Searches for η -mesic nuclei began very soon after their predictions [1] followed by suggestions [2,16–18,26] to seek these novel high-energy nuclear excitations in missing-mass experiments using the inclusive reactions (π^+, p) and (γ, p) .

The first two experiments have been done along this line in 1988 at Brookhaven [27] and Los Alamos [28,29]. In both experiments, a π^+ beam was used and several targets (Li, C, O and Al) were examined. The inclusive (π^+, p) reaction



was studied in [27] with a magnetic spectrometer, whereas the Los Alamos experiment had also an additional 4π BGO crystal ball for detecting charged particles ejected in the subprocess (9) of η -mesic nuclei decays to πN pairs in coincidence with the forward proton p .

The Brookhaven experiment did not find a theoretically expected signal [2] — a relatively narrow peak of a predicted strength in the missing mass spectrum. The team working at Los Alamos did report a preliminary evidence for a wanted peak for the ^{16}O target but this report was not confirmed (published) since then.

It was recognized in the following that the above obtained negative or incomplete results do not necessarily mean that the predicted η -mesic nuclei do not exist. It was possible that the binding energies and especially the widths of the η bound states were theoretically underestimated. This point of view was supported by many-body calculations [30] taking into account some effects disregarded in the first theoretical works [1,2], in particular — dressing, binding and collisional decays of the $S_{11}(1535)$ resonance in the dense nuclear matter. The analysis of [30] was later extended and revised [10–12] (in particular, dressing of mesons was also included) with the main conclusion survived that η -mesic nuclei widths are bigger than those found in [1,2].

The next experiment has been performed at the Lebedev Physical Institute in Moscow/Troitsk [23,31] (see also a summary in [32]). It was triggered [33,34] by a suggestion [35] to seek η -mesic nuclei through observing decay products of η -mesic nuclei, namely two correlated back-to-back

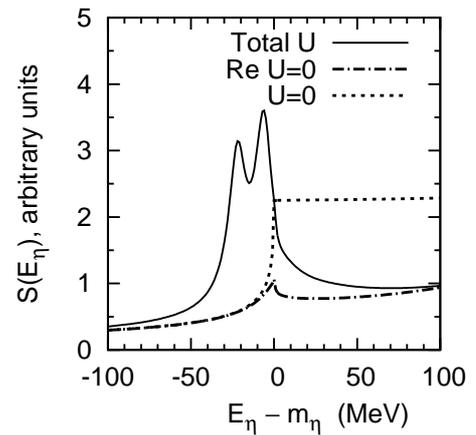


Рис. 4. Spectral density of E_η in a model with a rectangular-well attractive optical potential U that approximately simulates the η -mesic nucleus ^{12}C [22]. The chosen potential was so strong that it bounded η both in the s and p -wave states. When the attractive potential is turned on, a pronounced peak (peaks) in the spectral density emerges at subthreshold resonance energy (energies).

particles, a pion and a nucleon, ejected in the process of annihilation of captured η -mesons in the nucleus, Eq. (9). It was hoped that a background for the two very energetic particles (the pion and the nucleon) ejected in decays of η -mesic nuclei transversely to the beam would be lower than that for ejection of forward protons in the inclusive processes. Besides, it was hoped that background conditions in photon-induced reactions would be generally better than those in pion-induced ones.

Studies of the reaction

$$\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow ({}_{\eta}^{11}\text{Be} \text{ or } {}_{\eta}^{11}\text{C}) + N \rightarrow \pi^+ + n + X + N \quad (14)$$

done in the middle of 1990's at the LPI electron synchrotron indeed showed a signal of an enhanced production of the correlated back-to-back π^+n pairs ejected transversely to the photon beam when the photon energy exceeded the η -meson photoproduction threshold. Energy resolution of the experimental setup was, however, not sufficient to resolve a peak similar to that shown in Fig. 4 and to determine whether the observed correlated pairs were produced by bound or unbound intermediate etas.

After the works [23,31] gaining and using information on the decay products became mandatory for experiment planning and data analysis in all further searches for η -mesic nuclei.

In 2004 an evidence for the η -mesic nucleus ${}_{\eta}^3\text{He}$ formed in the reaction

$$\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow {}_{\eta}^3\text{He} \rightarrow \pi^0 + p + X \quad (15)$$

has been reported from Mainz [36]. A resonance-like structure was observed in a contribution to the cross section from back-to-back π^0p pairs found after a background subtraction. A later study [37] revealed, however, that the background has a rather complicated structure, so that the conclusions of Ref. [36] cannot be confirmed. At the moment their statement is that the existence of the η -mesic nucleus ${}_{\eta}^3\text{He}$ is not yet established.

One more attempt to find η -mesic nuclei by detecting their π^-p decay products has recently been done at the JINR nuclotron [38]. The reaction studied was

$$d + {}^{12}\text{C} \rightarrow ({}_{\eta}^{11}\text{Be} \text{ or } {}_{\eta}^{11}\text{C}) + N_1 + N_2 \rightarrow \pi^- + p + X + N_1 + N_2. \quad (16)$$

The measured effective mass spectra of the correlated back-to-back π^-p pairs show a presence of resonance-like peaks lying slightly below the threshold energy $m_{\eta} + m_N = 1486$ MeV. However, a consistent interpretation of these peaks was not yet obtained.

To date the strongest evidence for the existence of η -mesic nuclei came from the precision COSY-GEM experiment [39]. Following ideas of the work [40] borrowed in turn from previous experience in studying deeply-bound pionic states in nuclei, the reaction

$$p + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^3\text{He} + {}_{\eta}^{25}\text{Mg} \rightarrow {}^3\text{He} + p + \pi^- + X \quad (17)$$

of a recoilless formation of the η -mesic nuclei ${}_{\eta}^{25}\text{Mg}$ was explored and the mass of this η -mesic nucleus was determined through precision missing-mass measurements in $(p, {}^3\text{He})$. A clear peak was found in the missing mass spectrum that corresponds to the binding energy -13.13 ± 1.64 MeV and the width 10.22 ± 2.98 MeV of the formed η -mesic nucleus. An upper limit of ≈ 0.5 nb was found for the cross section of the η -mesic nucleus formation.

Recently Haider and Liu argued [24,25] that the observed peak in (17) is shifted down from the genuine binding energy of η because of interference of the resonance and nonresonance mechanisms of the reaction (similar to those shown in Fig. 2). This very interesting effect signifies that the genuine η binding in ${}_{\eta}^{25}\text{Mg}$ is ≈ -8 MeV with the width ≈ 19 MeV.

On the two-nucleon decay mode of η -mesic nuclei

The main novelty in our present research is exploring a new possibility for searching for η -mesic nuclei, namely through observation of their two-nucleon decay mode arising owing to the two-nucleon absorption of the captured η in the nucleus,



see Fig. 5. Ejected in this process correlated back-to-back nucleons of the NN pairs have very high energies ($E_N^{\text{kin}} \simeq \frac{1}{2}m_\eta = 274$ MeV) and momenta ($p_N \simeq 770$ MeV/c), so that they are to be visible (especially in coincidence) at the background of other particles emitted in photoreactions at $E_\gamma \sim 800$ MeV and thus should provide a bright signature for the η -mesic nucleus formation.

The NN pair production in decays of η in the nuclear matter was considered among other channels by Chiang, Oset and Liu [30] in terms of the self-energy of $S_{11}(1535)$ that includes a contribution of $S_{11}(1535)N \rightarrow NN$. A more direct and rather transparent evaluation of this process has been done by Kulpa and Wycech [41] who used available experimental data on the inverse reactions $pp \rightarrow pp\eta$, $pn \rightarrow pn\eta$ and $pn \rightarrow d\eta$ and then converted them into the rate of (18). In terms of the imaginary part W_{NN} of the optical potential U , this rate was found to be proportional to ρ^2 , being $W_{NN} = 3.4$ MeV at central nuclear density. This is only about 15% of $W_N \sim 23$ MeV related with the absorption of η by one nucleon. Nevertheless such a small fraction of NN can be quite visible experimentally because of a specific isotopic contents of the πN and NN pairs.

The matter is that $\gtrsim 90\%$ of these NN pairs are proton plus neutron because the cross section of $pp \rightarrow pp\eta$ (and $nn \rightarrow nn\eta$) is by order or magnitude less than that of $pn \rightarrow pn\eta$ (plus $pn \rightarrow d\eta$), see Fig. 6 where pertinent Uppsala-Celsius [42–45] and COSY [46,47] data are shown (and see also, e.g., [48] for theoretical explanations). This difference can be traced to isospin factors and Fermi statistics signs in the dominating pion-exchange mechanism of the reaction $NN \rightarrow NN\eta$ shown in Fig. 7. If the experimental setup detects one charged and one neutral particle from the pairs, it detects $\sim 90\%$ of NN and only $\sim 33\%$ of πN . Then count rates of the setup would not be so different for pn and π^+n pairs. That seems to be exactly what we see in our experiment.

Neglecting binding effects and effects of Fermi motion of nucleons and η , we have the following kinematical characteristics of the correlated NN pairs (i.e. energies, momenta, velocities) ejected in η -mesic nuclei decays:

$$E_{N_1}^{\text{kin}} = E_{N_2}^{\text{kin}} = \frac{1}{2}m_\eta = 274 \text{ MeV}, \quad p_{N_1} = p_{N_2} = 767 \text{ MeV}/c, \quad \beta_{N_1} = \beta_{N_2} = 0.63. \quad (19)$$

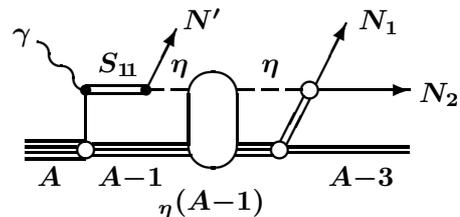


Рис. 5. η -mesic nucleus formation and decay with emission of a back-to-back NN pair.

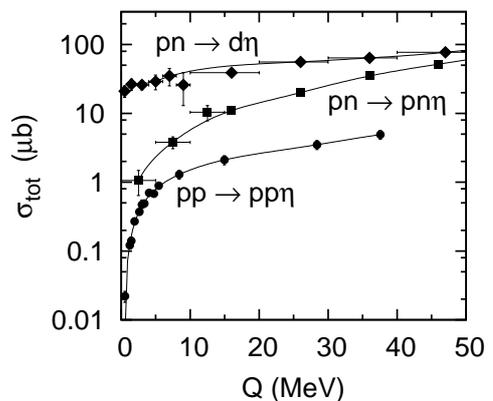


Рис. 6. Uppsala-Celsius [42–45] and COSY [46,47] data (with statistical errors only) on the total cross sections of $pp \rightarrow pp\eta$, $pn \rightarrow pn\eta$ and $pn \rightarrow d\eta$ near threshold vs the excess energy $Q = \sqrt{s} - 2m_N - m_\eta$.

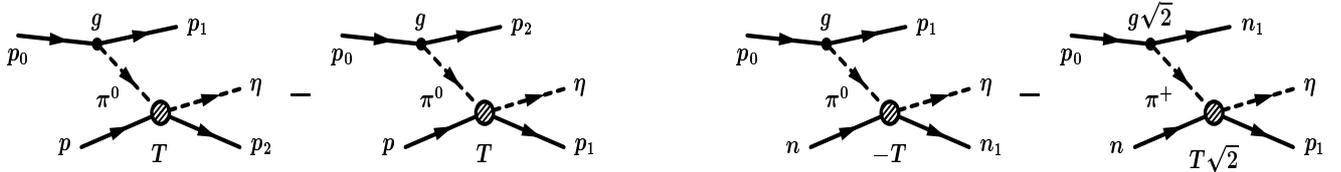


Рис. 7. Pion-exchange mechanism of $NN \rightarrow NN\eta$. Isospin factors, which accompany the πNN coupling g and the $\pi N \rightarrow \eta N$ amplitude T , and the Fermi-statistics signs (both shown in this Figure) jointly determine the big difference between the cross sections of $pp \rightarrow pp\eta$ and $pn \rightarrow pn\eta$ (plus $pn \rightarrow d\eta$). Antisymmetrization of the initial state and initial/final state interactions are not shown.

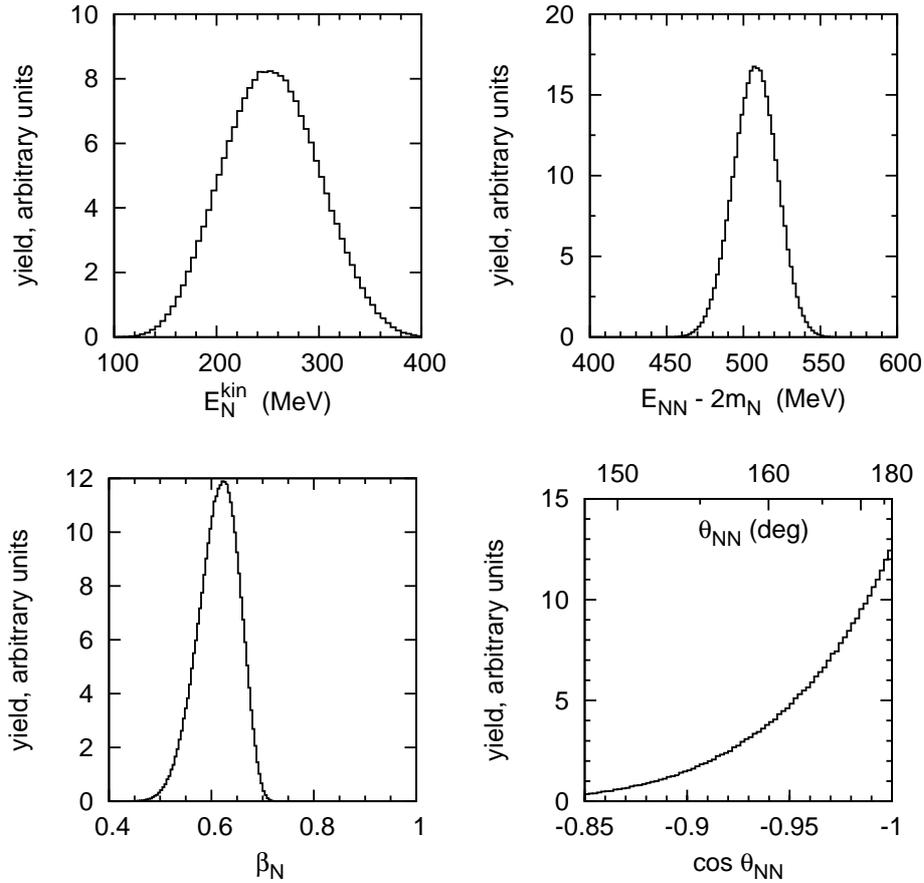


Рис. 8. Simulation of NN pairs emitted in decays of η -mesic nuclei. Shown are distributions over the kinetic energy and velocity of one of the nucleons, the total energy of the pair and the relative angle.

Actually, the Fermi motion and binding leads to fluctuations around these ideal parameters as a simple simulation reveals, see Fig. 8. Note that the angular correlation in NN pairs is stronger than that in πN pairs — owing to higher momenta of particles in NN .

The first studies of the photoreaction

$$\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow ({}^{11}_{\eta}\text{Be} \text{ or } {}^{11}_{\eta}\text{C}) + N \rightarrow p + n + X + N \quad (20)$$

have recently been done at the LPI synchrotron and we report below on the obtained results.

Experimental setup at LPI

Our experiment was performed at the bremsstrahlung photon beam of the 1.2-GeV electron synchrotron of the Lebedev Physical Institute. Photons were produced with an electron beam of intensity $I_e \simeq 10^{12} \text{ s}^{-1}$ and the duty factor $\simeq 10\%$. The energy of the beam was usually $E_e = E_{\gamma \text{ max}} = 850 \text{ MeV}$ (i.e. above the η photoproduction threshold off free nucleons, $E_{\eta \text{ thr}} = 708 \text{ MeV}$); additional measurements of subthreshold backgrounds have been done at $E_e = E_{\gamma \text{ max}} = 650 \text{ MeV}$.

The experimental setup included two time-of-flight arms (two scintillation telescopes — C and N arms) for detecting in coincidence charged and neutral particles (back-to-back pairs), see Fig. 9. These arms were both positioned at 90° – 90° with respect to the beam axis in order to minimize background.

The C-arm used for detection of charged particles is a plastic TOF spectrometer for charged pions and protons. It consists of a start detector T1 ($20 \times 20 \times 2 \text{ cm}^3$), a stop detector T2 ($50 \times 50 \times 5 \text{ cm}^3$) and three energy losses detectors ΔE_1 , ΔE_2 and ΔE_3 ($40 \times 40 \times 2 \text{ cm}^3$ each). A 4 mm lead (Pb) plate was used in some runs for TOF calibrations with ultrarelativistic electrons/positrons produced in the lead plate with high-energy photons emitted from the target owing to production and decays of neutral pions.

The N-arm is a plastic TOF spectrometer for neutrons. It consists of a veto counter A ($50 \times 50 \times 2 \text{ cm}^3$) and four plastic blocks — the neutron detectors N1, N2, N3 and N4 ($50 \times 50 \times 10 \text{ cm}^3$ each). Again, a 4 mm lead plate was used in some runs for TOF calibrations. The efficiency of the N-arm for neutrons of energies above 50 MeV was $\approx 30\%$.

In both arms each volume of scintillator counters/blocks was viewed from corners with 4 phototubes. The time-of-flight bases in the C and N arms were 1.4 m and the time resolution was $\simeq 200 \text{ ps}$ (1σ). The target was a carbon cylinder of the 10 cm length along the beam axis. Its diameter was 4 cm, i.e. slightly more than the diameter of the collimated photon beam (3 cm). The distance between the target and the start detector T1 was 0.7 m.

Mostly, the setup was the same as in our previous work [31,32] but a few useful changes have been made:

- ΔE_i detectors have been placed after the time-of-flight interval T1-T2. This enabled us to have a better π^\pm/p separation and time resolution.
- A transverse size of the start detector T1 was cut off according to required geometry. This reduced a background load of the C-arm.
- A thickness of the start detector was also reduced in order to improve time resolution.
- All unnecessary layers of absorbers used previously to suppress radiative backgrounds have been removed from the time-of-flight interval, with the effect of reducing the e^+/e^- background created by photons from π^0 decays.

General tests of the setup, including preliminary time calibrations of the arms, have been done in special runs, in which the quasifree reaction $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ inside carbon nuclei was observed. In such runs the two arms of the setup have been moved to the angles 50° – 50° where the high count rate enabled one to do the calibrations quickly. Lead convertors used in these

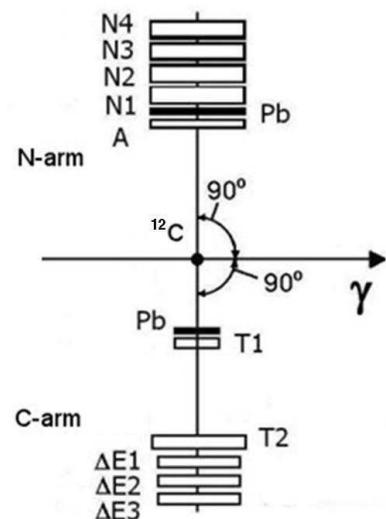


Рис. 9. Layout of the experimental setup at LPI.

runs provided reliable ultrarelativistic reference points $\beta = 1$ for particle's velocities β_C and β_N measured in the C- and N-arms. A two-dimensional β_C - β_N plot on Fig. 10 illustrates this procedure.

The calibration done provided a linear scale of velocities in the range $\beta = 0.6$ –1 with errors of about 3% (1σ). We have checked the linearity of the scale by using cosmic rays and setting different distances between detectors.

Results and comparison with simulations

Measurement runs have mostly been done in 2009 at two maximal beam energies: $E_{\gamma \max} = 650$ MeV and 850 MeV. The on-line trigger was a coincidence of particles in the C- and N-arms within a time gate of 50 ns.

For further off-line analysis events were selected with an additional condition of sufficiently long ranges of the charged particles,

$$\Delta E_i > E_i^{\text{thr}} \quad \text{for } \underline{\text{all}} \quad i = 1, 2, 3 \quad (21)$$

with experimentally adjusted thresholds E_i^{thr} . In this way low-energy particles in the C-arm were rejected.

A two-dimensional histogram in the variables ΔE - β_C , where ΔE is the minimal energy loss in the ΔE_i detectors,

$$\Delta E = \min_i(\Delta E_i), \quad (22)$$

is shown in Fig. 11 for the beam energy $E_{\gamma \max} = 850$ MeV. Results of simulations using the Intra Nuclear Cascade (INC) model [49] in the GEANT-3 framework are shown in Fig. 12 for comparison. The INC model takes into account production of various mesons and baryon resonances, their free propagation in the nuclear matter, and then various $2 \rightarrow 2$ collisional reactions including $\eta N \rightarrow \pi N$. This model successfully describes many photoreactions in wide kinematical ranges as was demonstrated, beyond [49], in simulations of the GRAAL experiment at energies 500–1500 MeV [50]. Binding effects for η and reactions like $\eta NN \rightarrow NN$ were not included into the model, so one can try to find effects arising due to formation and decay of η -mesic nuclei through characteristic deviations of the model predictions from the experimental data.

The simulation shows that the selection (21) of particles with sufficiently long ranges distinguishes very well protons (as particles with $\beta_C \leq 0.7$) and pions (as particles with $\beta_C \geq 0.7$): the overlap is less than 1%.

Considering one-dimensional spectra over β_C of events selected according to the condition (21) of sufficiently long ranges and imposing the additional cut-off $0.3 < \beta_N < 0.7$ for neutron velocities, we find rather interesting structures in the spectra. Shown in Fig. 13 are experimental data together with results of the INC simulation. Separately shown are INC predictions for the number of protons and charged pions in the C-arm. There is a qualitative agreement of the INC simulation with the experimental data for the case of the subthreshold beam energy, $E_e = 650$ MeV. Meanwhile, in the case of $E_e = 850$ MeV there is a clear excess of the experimentally observed events over the simulation results in two velocity regions closely corresponding to the kinematics of η -mesic nuclei decays with emission of πN and NN correlated pairs, Eqs. (10) and (19).

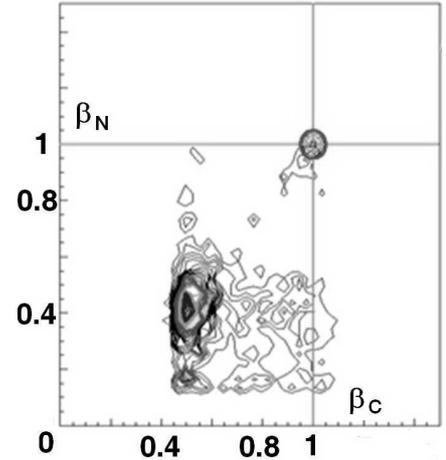


Рис. 10. A two-dimensional plot of particle velocities, β_C and β_N , in the C and N arms.

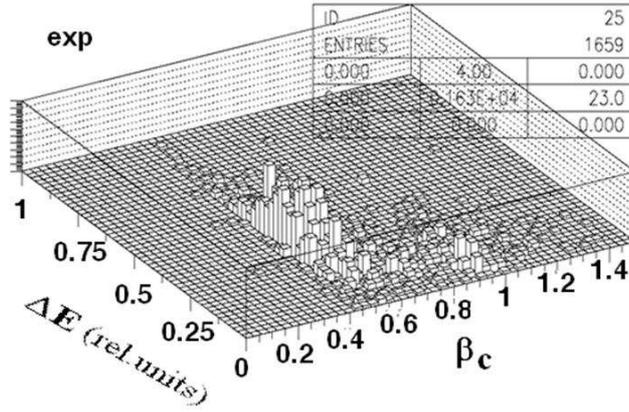


Рис. 11. Two-dimensional $\Delta E-\beta_C$ distribution, experiment.

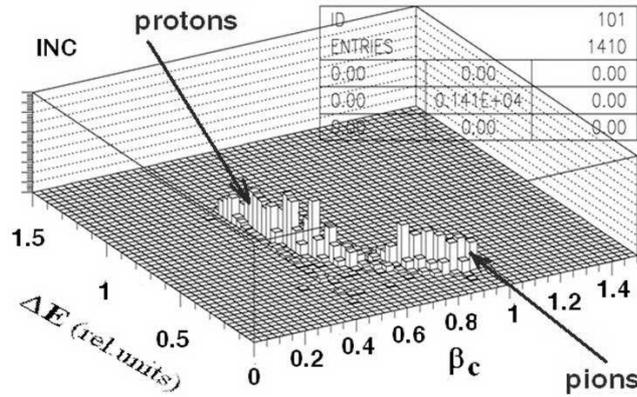


Рис. 12. Two-dimensional $\Delta E-\beta_C$ distribution, the INC model.

Knowing from the INC simulations that the "normal" (without η -mesic nuclei) dynamics of the considered reaction does not yield a sufficient amount of protons and pions with the velocities of about $\beta_C \sim 0.7$, we interpret the found anomaly at $\beta_C \sim 0.7$ as a result of production of low-energy η -mesons followed by their two-nucleon annihilation.

The energy resolution of the experimental setup is not sufficient to say whether an essential part of these η -mesons is produced in the bound state, but theoretical arguments discussed in above make such a statement plausible.

Concerning the excess of pions with $\beta_C \simeq 0.95$, this feature is in agreement with our measurements reported earlier [23,31,32]. It can be interpreted as an evidence for one-nucleon annihilation of produced low-energy η -mesons (bound or unbound).

Electron/positron peaks shown in Fig. 13 originate from calibration runs with the lead plate inserted. They were not included into simulations made.

The observed proton peak in the β_C distribution is very unusual because it corresponds to pn pairs with very high kinetic energies $T_p \sim T_n \sim 200-300$ MeV and transverse momenta $p_p \sim p_n \sim 600-800$ MeV/c. One should keep in mind that photons which produce such pairs have quite a modest energy $650 \text{ MeV} < E_\gamma < 850 \text{ MeV}$. Ordinary photoproduction reactions do not give nucleons with such a high energy and momentum. Creation and annihilation of intermediate low-energy η -mesons seems to be the only explanation to these events.

Assuming that the observed excess events are mainly related with formation and isotropic decays of η -mesic nuclei with $A = 11$, we can estimate their photoproduction cross section.

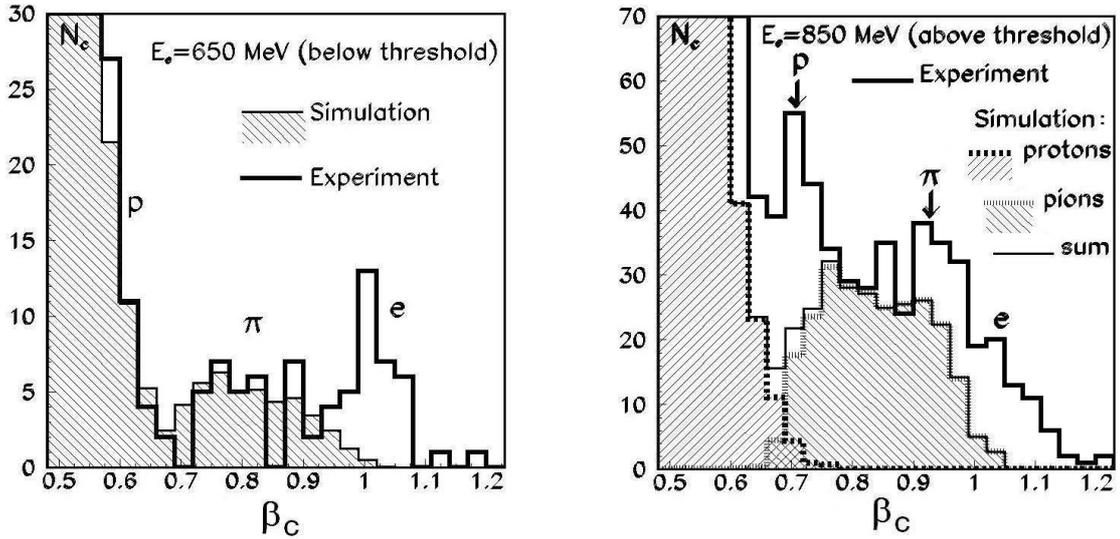


Рис. 13. Velocity distribution of charged particles in correlated pairs selected according to the criterion $\Delta E_i > 0$ (for all $i = 1, 2, 3$) at $E_e = 650$ and 850 MeV. Bold solid line: experimental data. Hatched areas: yields of protons and pions in the INC simulation. A well visible excess of events over the INC simulation is seen at the right panel — in the case of the beam energy exceeding the η -photoproduction threshold — in both velocity regions corresponding to the expected velocities of the πN and NN decay products of η -mesic nuclei.

The number of photons of the energies $E_\gamma = 650\text{--}850$ MeV that hit the carbon target in experimental runs was evaluated via comparison of the total yield of charged pions detected by a single C-arm of the setup with predictions of INC for that yield, thus giving the result $N_\gamma \simeq 1.36 \times 10^{11}$. Taking into account the solid angle of the C-arm telescope ($\Omega_C = 0.027$ sr), efficiencies of detectors, a geometric efficiency of the N-arm of the setup ($\sim 18\%$ as found from theoretically expected angular distributions of particles of the correlated pairs), we arrived at the following cross section of η -mesic nucleus formation:

$$\sigma(\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \eta A + X) \lesssim 10 \mu\text{b}. \quad (23)$$

We write it as an upper limit because part of the observed events can be related with unbound etas. This number is consistent with available theoretical estimates (typically, a few μb).

Conclusions

The new obtained data confirm the main features of the πN signal of formation and decay of η -mesic nuclei off the carbon target in the photoreaction found in our previous work.

A new signature for formation and decay of η -mesic nuclei, the back-to-back pn pairs, was explored. For the first time an experimental evidence was found that the yield of such pairs in the region of $\beta_C \sim 0.6\text{--}0.7$ is quite large and therefore is also suitable for searching for η -mesic nuclei.

Assuming that the observed excess of events is related with η -mesic nuclei, an estimate of the total cross section of formation of η -nuclei in the photoreaction off carbon have been obtained, see Eq. (23).

We have plans to carry out a more precise experiment, with a better energy resolution, at the deuteron beam of the JINR nuclotron.

Acknowledgments

This work was supported in part by the RFBR grants 08-02-00648-a and 10-02-01433-a. A nice work of the accelerator group of the LPI synchrotron and its leader G.G. Subbotin is highly appreciated.

References

- [1] Q. Haider and L.C. Liu. Formation of an eta-mesic nucleus. Phys. Lett. B **172** (1986) 257; Erratum: Ibid. **174** (1986) 465E.
- [2] L.C. Liu and Q. Haider. Signature for the existence of eta-mesic nuclei. Phys. Rev. C **34** (1986) 1845.
- [3] R.S. Bhalerao and L.C. Liu. Off-shell model for threshold pionic η production on a nucleon and for ηN scattering. Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 865.
- [4] L. Tiator, C. Bennhold and S.S. Kamalov. The ηNN coupling in eta photoproduction. Nucl. Phys. A **580** (1994) 455.
- [5] E.F. McNicoll, S. Prakhov, I.I. Strakovsky et al. Experimental study of the $\gamma p \rightarrow \eta p$ reaction with the Crystal Ball detector at the Mainz Microtron (MAMI-C) [data tables are available from the Durham HEPDATA base, <http://durpdg.dur.ac.uk>].
- [6] Q. Haider and L.C. Liu. Dependence of calculated binding energies and widths of η -mesic nuclei on treatment of subthreshold η -nucleon interaction. Phys. Rev. C **66** (2002) 045208.
- [7] Q. Haider and L.C. Liu. Eta-mesic nucleus: A new form of nuclear matter. Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl. **2** (2009) 121.
- [8] A.M. Green and S. Wycech. η -nucleon scattering length and effective range. Phys. Rev. C **55** (1997) R2167.
- [9] A.M. Green and S. Wycech. η -nucleon scattering length and effective range uncertainties. Phys. Rev. C **71** (2005) 014001.
- [10] T. Inoue, E. Oset and M.J. Vicente Vacas. Chiral unitary approach to S -wave meson baryon scattering in the strangeness $S = 0$ sector Phys. Rev. C **65** (2002) 035204.
- [11] I. Inoue and E. Oset. η in the nuclear medium within a chiral unitary approach Nucl. Phys. A **710** (2002) 354.
- [12] C. García-Recio, T. Inoue, J. Nieves and E. Oset. η bound states in nuclei Phys. Lett. B **550** (2002) 47.
- [13] D. Jido, H. Nagahiro and S. Hirenzaki. Medium effects to the $N(1535)$ resonance and η mesic nuclei Phys. Rev. C **66** (2002) 045202.
- [14] H. Nagahiro, D. Jido and S. Hirenzaki. Formation of mesic nuclei by (γ, p) reactions Nucl. Phys. A **761** (2005) 92.
- [15] D. Jido, E.E. Kolomeitsev, H. Nagahiro and S. Hirenzaki. Level crossing of particle-hole and mesonic modes in eta-mesonic nuclei Nucl. Phys. A **811** (2008) 158.
- [16] M. Kohno and H. Tanabe. Low energy η production in (π^+, p) and (γ, p) reactions on ^{12}C Phys. Lett. B **231** (1989) 219.
- [17] A.I. Lebedev and V.A. Tryasuchev. Calculation of the photoproduction cross section of η -nuclei Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki, ser. Yad.-Fiz. Issled. (Kharkov), **8/8** (1989) 97 (in Russian).

- [18] A.I. Lebedev and V.A. Tryasuchev. Cross section for production of η nuclei by photons J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **17** (1991) 1197.
- [19] A.I. Lebedev and V.A. Tryasuchev. Study of the photoproduction of eta mesic nuclei on the basis of a complex potential Phys. Atom. Nucl. **58** (1995) 586 [Yad. Fiz. **58** (1995) 642 (in Russian)].
- [20] V.A. Tryasuchev. Photoproduction of light eta nuclei Phys. Part. Nucl. **30** (1999) 606 [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **30** (1999) 1391 (in Russian)].
- [21] V.A. Tryasuchev. Theoretical analysis of the formation of η mesic nuclei in $\gamma + A \rightarrow N + \eta A'$ reactions Phys. Atomic Nucl. **64** (2001) 346 [Yad. Fiz. **64** (2001) 396 (in Russian)].
- [22] A.I. L'vov. Production and decay of eta-mesic nuclei in Proc. of the 7th Int. Conf. 'Mesons and Light Nuclei', Czech Republic, 1998 (Mesons and Light Nuclei '98, World Scientific, Eds. J. Adam, P. Bydžovský, J. Dobeš, R. Mach, J. Mareš and M. Sotona), pp. 469–472; E-print arXiv: nucl-th/9809054.
- [23] G.A. Sokol, T.A. Aibergenov, A.V. Kravtsov, A.I. L'vov and L.N. Pavlyuchenko. Search for η -mesic nuclei in photoproduction processes Fizika B **8** (1999) 85.
- [24] Q. Haider and Lon-Chang Liu. Eta-mesic nucleus and COSY-GEM data Acta Phys.Polon. B **41** (2010) 2231.
- [25] Q. Haider and Lon-Chang Liu. Interference and nuclear medium effects on the eta-mesic nuclear spectrum J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37** (2010) 125104.
- [26] M. Kohno and H. Tanabe. Pion-induced η production on nuclei Nucl. Phys. A **519** (1990) 755.
- [27] R.E. Chrien, S. Bart, P. Pile et al. Search for bound states of the η meson in light nuclei Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2595.
- [28] B.J. Lieb, in Proceedings of International Conference on Nuclear Physics, Sao Paulo, Brazil, 1988.
- [29] B.J. Lieb, L.C. Liu, E. Cheung et al. Search for nuclear bound states of the eta meson. Progress at LAMPF, January – December 1988. LA-11670-PR Progress Report, pp. 52-55.
- [30] H.C. Chiang, E. Oset and L.C. Liu. Width of bound eta in nuclei. Phys. Rev. C **44** (1991) 738.
- [31] G.A. Sokol, T.A. Aibergenov, A.V. Koltsov et al. Discovery of η -mesic nuclei. Part. Nucl. Lett. **102** (2000) 71 [Pisma EChYa No.5 [102] (2000) 71 (in Russian)].
- [32] G.A. Sokol and L.N. Pavlyuchenko. Discovery and investigation of η -mesic nuclei in photoproduction processes. Phys. At. Nucl. **71** (2008) 509 [Yad. Fiz. **71** (2008) 532 (in Russian)].
- [33] G.A. Sokol, V.L. Kashevarov, A.I. Lebedev and L.N. Pavlyuchenko. Photoproduction of eta-nuclei. in Proceedings of International Conference on Mesons and Nuclei at Intermediate Energies, Dubna, Russia, 1994 (Eds. M.Kh. Khankhasayev and Zh.B. Kurmanov, World Scientific, Singapore, 1995), p. 651–657; Preprint LPI No. 17 (1994).
- [34] A.I. Lebedev and G.A. Sokol. Search for *eta*-nuclei. Preprint LPI No. 34 (1995).
- [35] G.A. Sokol and V.A. Tryasuchev. A possible method of observing eta nuclei. Bull. Lebedev Phys.Inst., No.4 (1991) 21 [Kratk. Soobshch. Fiz. **4** (1991) 23 (in Russian)].
- [36] M. Pfeiffer, J. Ahrens, J.R.M. Annand et al. Photoproduction of η -mesic ^3He . Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 252001; Ibid. **94** (2005) 049102.

- [37] F. Pheron, J. Ahrens, J.R.M. Annand et al. Coherent photoproduction of η -mesons off ${}^3\text{He}$ – search for η -mesic nuclei. *Phys. Lett. B* **709** (2012) 21.
- [38] S.V. Afanasiev, A.S. Artiomed, R.N. Bekmirzaev et al. Search results of η -mesic nuclei in the $d + \text{C}$ reaction in JINR. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **209-210** (2011) 255.
- [39] A. Budzanowski, A. Chatterjee, P. Hawranek et al. Search for η -mesic nuclei in a recoil-free transfer reaction. *Phys. Rev. C* **79** (2009) 012201(R).
- [40] R.S. Hayano, S. Hirenzaki and A. Gillitzer. Formation of η -mesic nuclei using the recoilless ($d, {}^3\text{He}$) reaction. *Eur. Phys. J. A* **6** (1999) 99.
- [41] J. Kulpa and S. Wycech. The absorptive ρ^2 terms in the η optical potential. *Acta Phys. Pol. B* **29** (1998) 3077.
- [42] H. Calén, S. Carius, K. Fransson et al. The $pp \rightarrow pp\eta$ reaction near the kinematical threshold. *Phys. Lett. B* **366** (1996) 39.
- [43] H. Calén, J. Dyring, K. Fransson et al. Measurement of the quasifree $p + n \rightarrow d + \eta$ reaction near threshold. *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 2642.
- [44] H. Calén, J. Dyring, K. Fransson et al. Threshold structure of the quasifree $p + n \rightarrow d + \eta$ reaction. *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 2069.
- [45] H. Calén, J. Dyring, K. Fransson et al. Measurement of the quasifree $pn \rightarrow pn\eta$ reaction. *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2667.
- [46] J. Smyrski, P. Wüster, J.T. Balewski et al. Near-threshold η meson production in proton-proton collisions. *Phys. Lett. B* **474** (2000) 182.
- [47] P. Moskal, R. Czyżykiewicz, H.-H. Adam et al. Near-threshold production of the η -meson via the quasifree $pn \rightarrow pn\eta$ reaction. *Phys. Rev. C* **79** (2009) 015208.
- [48] V. Baru, A.M. Gasparian, J. Haidenbauer, C. Hanhart, A.E. Kudryavtsev and J. Speth. Production of η mesons in nucleon-nucleon collisions. *Phys. Rev. C* **67** (2003) 024002.
- [49] A.S. Iljinov, I.A. Pschenichnov, N. Bianchi et al. Extension of the intranuclear cascade model for photonuclear reactions at energies up to 10 GeV. *Nucl. Phys. A* **616** (1997) 575.
- [50] A. Ignatov, O. Bartalini, V. Bellini et al. New experimental and simulated results on nuclear media effects in meson photoproduction off nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61** (2008) 253.

Пороговое фоторождение нейтральных пионов на водороде, дейтерии и легких ядрах

В.А. Басков, Б.Б. Говорков, А.И. Лебедев, А.И. Львов, В.В. Полянский

"In any case, it would be very interesting to have an experimental determination of $\sigma_{\text{tot}}(\gamma n \rightarrow \pi^0 n)$ close to the threshold".

V. Bernard, N. Kaiser, W. Meißner. Nucl. Phys. 383B (1992) 442–496.

Квантовая хромодинамика дает достаточно точные модельно-независимые предсказания для амплитуд фоторождения пионов в области пороговых энергий – низкоэнергетические теоремы (LET), которые можно и нужно проверять в эксперименте.

При работе с водородной мишенью идут реакции

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p, \quad E_{\text{th}} = 144.68 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n, \quad E_{\text{th}} = 151.43 \text{ МэВ}. \quad (2)$$

Когда используется дейтериевая мишень, элементарные процессы фоторождения пионов будут следующими:

$$\gamma + n \rightarrow \pi^0 + n, \quad E_{\text{th}} = 144.67 \text{ МэВ}, \quad (3)$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n, \quad E_{\text{th}} = 151.43 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

$$\gamma + n \rightarrow \pi^- + p, \quad E_{\text{th}} = 148.45 \text{ МэВ}, \quad (5)$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p, \quad E_{\text{th}} = 144.68 \text{ МэВ}, \quad (6)$$

$$\gamma + d \rightarrow \pi^0 + d, \quad E_{\text{th}} = 139.83 \text{ МэВ} \quad (7)$$

(здесь при вычислении пороговых энергий не учитывалось взаимодействие нуклонов в дейтроне).

Каждый из этих процессов на пороге определяется только s -волновой дипольной амплитудой E_{0+} , через которую полное сечение выражается как

$$\sigma = 4\pi \frac{q}{k} |E_{0+}|^2. \quad (8)$$

Цель предлагаемого эксперимента – определить пороговое значение нейтронной амплитуды $E_{0+}(\gamma n \rightarrow \pi^0 n)$. Отметим, что первое определение величины и знака протонной амплитуды $E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) = (-2.0 \pm 0.2) 10^{-3}/m_\pi$ состоялось 50 лет назад [1,2].

Почему амплитуда фоторождения нейтрального пиона на нейтроне $E_{0+}(\gamma n \rightarrow \pi^0 n)$ до сих пор не определена? Есть ряд причин, объясняющих такое положение дел:

- малость величины сечения (около 0.1 mb или меньше);
- только нейтральные частицы в конечном состоянии (n, γ);
- малые углы вылетающих частиц (на пороге угол вылета точно равен 0);
- огромный электромагнитный фон и фон от фотоядерных реакций.

Наличие пучка меченых гамма-квантов со спектральной интенсивностью $I_\gamma = 10^6 \text{ МэВ}^{-1} \text{сек}^{-1}$ и разрешением $\Delta E_\gamma = 0.2\text{--}0.3 \text{ МэВ}$ позволяет с достаточной степенью детализации изучить фоторождение π^0 на жидких водородной и дейтериевой мишенях в околупороговой области энергий $E_\gamma = 130\text{--}200 \text{ МэВ}$.

В дополнение можно будет наблюдать разницу процессов фоторождения π^0 на свободном нейтроне и на нейтроне, связанном в ядре дейтерия, детектируя нейтроны от реакций (2) и (4). Одновременная регистрация нейтронов от (3) и (4) в одинаковых кинематических областях может дать отношение s -волновых амплитуд на пороге. В ведущем приближении по малой пионной массе LET предсказывают, что

$$\frac{E_{0+}(\gamma n \rightarrow \pi^0 n)}{E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} = \frac{\kappa_n}{2\sqrt{2}} \frac{\mu^2}{1 - \frac{3}{2}\mu}. \quad (9)$$

Здесь $\kappa_n = -1.913$ – аномальный магнитный момент нейтрона, $\mu = m_\pi/m_N$ – отношение масс пиона и нуклона. Соответствующее уравнениям (8) и (9) отношение сечений реакций (3) и (4) равно

$$\eta_{\text{LET}} = \frac{\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^0 n)}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} = 3 \cdot 10^{-4}, \quad (10)$$

т.е. крайне мал. Этот факт серьезно затрудняет измерения [4].

Для полноты мы приводим в Таблице 1, взятой из работы [3], предсказания упомянутых низкоэнергетических теорем (LET), киральной теории возмущений (ChPT), а также имеющиеся экспериментальные данные для пороговых амплитуд фоторождения.

канал	LET	ChPT	эксперимент
$\gamma + p \rightarrow \pi^+ n$	$+27.6 \pm 0.2$	$+28.2 \pm 0.6$	$+28.2 \pm 0.6$
$\gamma + n \rightarrow \pi^- p$	-31.7 ± 0.2	-32.7 ± 0.6	-31.5 ± 0.8
$\gamma + p \rightarrow \pi^0 p$	-2.3	-1.16	-1.32 ± 0.08
$\gamma + n \rightarrow \pi^0 n$	-0.5	$+2.6$	

Таблица 1. Амплитуды фоторождения пионов на пороге E_{0+} в единицах $10^{-3} m_\pi^{-1}$.

Кинематические характеристики нейтронов и пионов в исследуемых процессах иллюстрируются рисунками 1 и 2.

Конфигурация установки для изучения фоторождения π^0 на нейтроне вблизи порога показана на рис. 3.

Триггер реакции $\gamma n \rightarrow \pi^0 n \rightarrow \gamma \gamma n$ – совпадение одного или двух γ -квантов от распада π^0 с меченым фотоном γ_{tag} . Выход реакции и число зарегистрированных событий на интервал 1 МэВ падающих фотонов оценивается как

$$Y = I_\gamma \sigma N \epsilon_n \epsilon_\gamma,$$

где I_γ – поток меченных фотонов на интервал 1 МэВ над порогом; σ – полное сечение изучаемого процесса; N – число нейтронов в дейтериевой мишени на 1 см²; ϵ_n и ϵ_γ – эффективность регистрации нейтронов и фотонов от распада π^0 .

Далее принимаем $I_\gamma = 10^6$ МэВ⁻¹сек⁻¹, $N = 10^{24}$ см⁻² (это соответствует длине жидкодейтериевой мишени 10 см вдоль меченого фотонного пучка), $\epsilon_n = 0.2$, $\epsilon_\gamma = 0.9$ и сечение фоторождения заряженных пионов $\sigma(\gamma + p \rightarrow \pi^+ n) \approx 12$ мкбн. Тогда для сечений $\sigma(\text{LET}) = \eta_{\text{LET}} \sigma(\gamma + p \rightarrow \pi^+ n) \approx 0.004$ мкбн и $\sigma(\text{ChPT}) = \eta_{\text{ChPT}} \sigma(\gamma + p \rightarrow \pi^+ n) \approx 0.1$ мкбн, соответствующим двум разным теоретическим оценкам амплитуды E_{0+} , получаем

$$\begin{aligned} Y(\text{LET}) &= 8 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1} \text{сек}^{-1} \\ &= 1440 \text{ событий за 500 часов на 1 МэВ,} \\ Y(\text{ChPT}) &= 2 \cdot 10^{-2} \text{ МэВ}^{-1} \text{сек}^{-1} \\ &= 36000 \text{ событий за 500 часов на 1 МэВ.} \end{aligned}$$

В случае энергетического интервала мечения фотонов 0.2 МэВ статистическая точность будет 6% и 1.2%, соответственно.

- [1] V.I. Goldansky, B.B. Govorkov, K.G. Vassilkow. Nucl. Phys 12 (1959) 327–332.
- [2] А.М. Балдин, Б.Б. Говорков. Доклады Академии наук 127 (1959) 993–996.
- [3] K. Fissum, G. O’Reilly. Letter of intent to the MAX-lab PAC, May 2, 2002.
- [4] J.C. Bergstrom et al. Phys. Rev. C 55 (1997) 2923–2930.

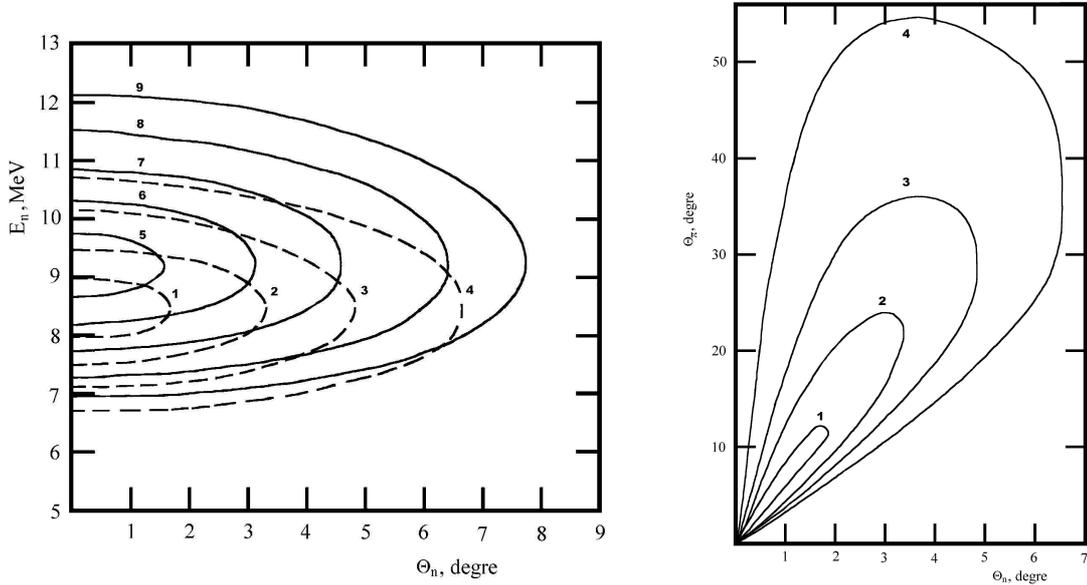


Рис. 1. (слева) Энергия нейтрона E_n как функция угла его вылета θ_n . Пунктирные кривые 1,2,3,4 – для реакции $\gamma + n \rightarrow \pi^0 n$ при энергиях фотона $E_\gamma = 144.74, 144.94, 145.24, 145.74$ МэВ, соответственно. Сплошные кривые 5,6,7,8 – для реакции $\gamma + p \rightarrow \pi^+ n$ при энергиях фотона $E_\gamma = 151.5, 151.7, 152.0, 152.5$ МэВ, соответственно.

Рис. 2. (справа) Углы вылета нейтронов θ_n как функция угла вылета пиона θ_π . Кривые 1,2,3,4 отвечают энергии фотона $E_\gamma = 144.74, 144.94, 145.24, 145.74$ МэВ, соответственно.

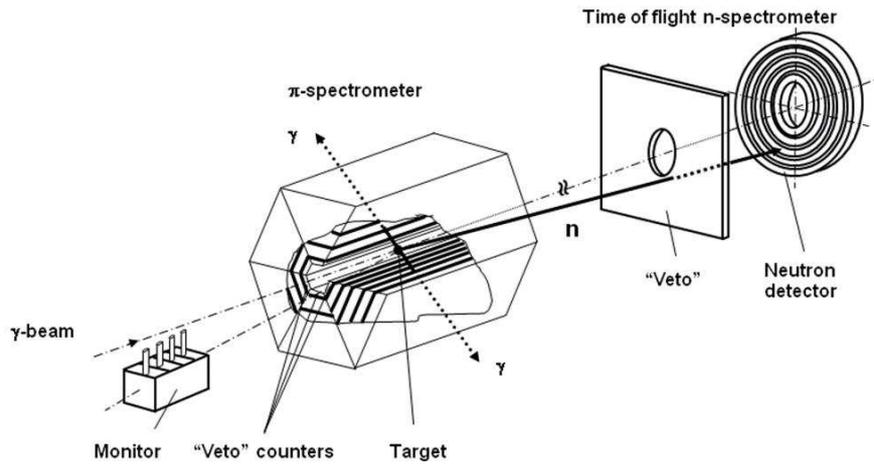


Рис. 3. Схема установки.

Фоторождение π^0 -мезонов на дейтроне при энергиях от порога до 500 МэВ

М.И. Левчук (ИФ, Минск)*

Фоторождение пионов на нуклоне – один из наиболее интенсивно изучаемых процессов электродинамики адронов. Несмотря на то, что теоретические и экспериментальные исследования этой реакции имеют более чем 50-летнюю историю, интерес к ней не ослабевает до настоящего времени. Изучение фоторождения π -мезонов на нуклоне позволяет проводить надежную проверку моделей, инспирированных КХД, и претендующих на описание физики адронов в области энергий, где теория возмущений не работает. Определение характеристик резонансов (их ширин, каналов распадов, брэнчингов) – это также одна из важных целей, преследуемых при изучении реакции.

В настоящее время особое значение приобрело теоретическое и экспериментальное исследование фоторождения π -мезонов на дейтроне. Это обусловлено несколькими причинами. Во-первых, дейтрон – это естественный "источник" нейтронов. Если мы хотим минимизировать неопределенности, возникающие из-за необходимости учета ядерных сил при извлечении информации об амплитуде фоторождения на нейтроне, нужно, естественно, предпочесть дейтронную мишень. Во-вторых, при взаимодействии с фотоном дейтрон не может рассматриваться как просто протон-нейтронная система. Фотон может взаимодействовать с мезонами, связывающими протон и нейтрон в дейтроне. Этот эффект известен как мезонные обменные токи (МОТ). Изучение МОТ дает важную информацию как об электромагнитных взаимодействиях ядер, так и о самих ядерных силах.

В последнее время возродился значительный интерес к электрической дипольной амплитуде E_{0+} фоторождения пионов на нуклоне. Если в случае заряженных каналов и канала с фоторождением π^0 -мезона на протоне имеется хорошее согласие эксперимента и различных теоретических предсказаний, то для случая π^0n -канала ситуация намного неопределеннее. Во-первых, обнаружено значительное расхождение в теоретических предсказаниях для $E_{0+}^{n\pi^0}$. Так, значение этой амплитуды в киральной теории возмущений ChPT [1] $E_{0+}^{n\pi^0} = 2.13$ в единицах $10^{-3}/\mu_{\pi^+}$, которые будем в дальнейшем опускать, не согласуется с предсказанием дисперсионного подхода (DR) 1.19 [2] Во-вторых, до настоящего времени отсутствуют более или менее надежные экспериментальные данные по $E_{0+}^{n\pi^0}$. Единственное ограничение, полученное в эксперименте [3], состоит в том, что его результаты свидетельствуют в пользу ChPT-значения, но не "старого LET" значения $E_{0+}^{n\pi^0} \simeq 0.5$.

Не вполне ясной является и ситуация с пороговым значением амплитуды E_d когерентного фоторождения π^0 -мезона на дейтроне. Измеренное значение $E_d = 1.45 \pm 0.09$ [3] на 20% превышает предсказание ChPT [4] Высказывалось предположение [5], что указанное расхождение связано с не вполне корректным учетом в [3] вклада некогерентного канала $d(\gamma, \pi^0)np$ в сечение реакции $d(\gamma, \pi^0)$, когда конечные нуклоны или дейтрон не регистрируются, как это и было в условиях эксперимента [3].

Для более детально изучения сложившейся ситуации, нами была построена модель реакции $d(\gamma, \pi^0)np$ [6], основанная на учете диаграмм, приведенных на Рис. 1. Диаграмма 1a отвечает импульсному приближению, и должна быть учтена при всех энергиях. Диаграмма 1б соответствует np -взаимодействию в конечном состоянии. Она особенно важна при пороговых энергиях. С ростом энергии ее вклад в амплитуду реакции уменьшается, но остается, тем не менее, заметным при всех рассматриваемых энергиях. Диаграмма 1в с πN -перерасеянием в конечном состоянии дает заметный вклад только вблизи порога. Это связано с тем, что в вершине $\gamma N \rightarrow \pi N$ возможно рождение заряженного π -мезона,

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск.

и амплитуда такого рождения в десятки раз больше амплитуды рождения нейтрального пиона. По той же причине оказывается заметным вклад диаграммы $1g$ вблизи порога. Остальные диаграммы $1d$ и $1e$ намного менее важны в рассматриваемых кинематических условиях.

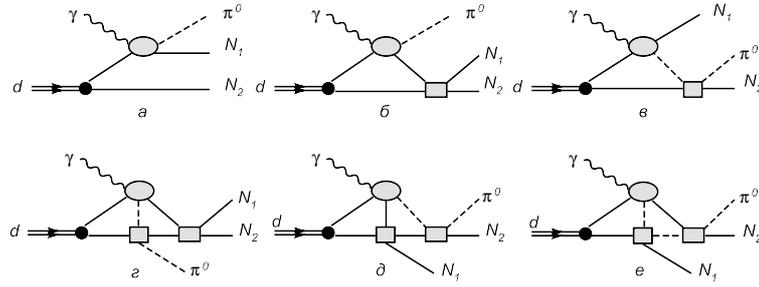


Рис. 1. Диаграммное представление амплитуды некогерентного фоторождения π^0 -мезонов на дейтроне.

Расчеты, выполненные в рамках приведенной выше модели, показали, что имеется вполне удовлетворительное согласие с предсказаниями работы [3]. Это позволило сделать вывод о том, что расхождение теории и эксперимента для E_d действительно имеется, и оно не связано с неадекватностью учета некогерентного канала.

Вопрос о том, насколько перспективно изучение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$ для целей извлечения нейтронной амплитуды $E_{0+}^{n\pi^0}$, требует детального исследования. В качестве иллюстрации мы приводим на Рис. 2 дифференциальное сечение реакции для полуинклюзивного случая, когда не регистрируются конечные нуклоны. Видно, что имеется заметная чувствительность сечения к величине $E_{0+}^{n\pi^0}$. Можно, однако, ожидать, что проблема экспериментального разделения каналов $d(\gamma, \pi^0)np$ и $d(\gamma, \pi^0)d$ окажется слишком сложной, чтобы такой способ можно было применить на практике. Более перспективным нам представляется изучение эксклюзивного канала с регистрацией конечного пиона и нейтрона. Насколько нам известно, именно такой метод предполагается использовать в экспериментах на установках MAX-lab (г. Лунд, Швеция) и MAMI-C (г. Майнц, Германия).

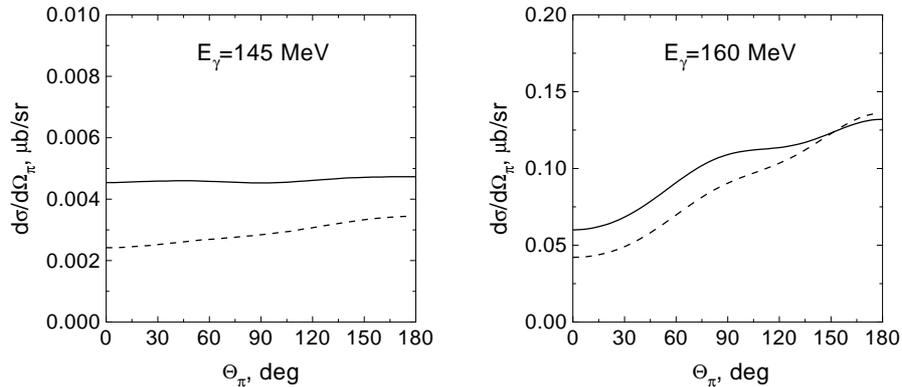


Рис. 2. Чувствительность дифференциального сечения реакции $d(\gamma, \pi^0)np$ при энергиях фотона 145 МэВ и 160 МэВ к величине амплитуды $E_{0+}^{n\pi^0}$. Штрихованная кривая получена с $E_{0+}^{n\pi^0} = 2.13$ (DR), сплошная – с $E_{0+}^{n\pi^0} = 1.19$ (ChPT).

Построенная модель реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$ использована также при анализе многочисленных экспериментов в области Δ -резонанса. При этом модель была обобщена и на случай заряженных каналов. Полученные результаты детально описаны в работах [7–9]. Основной

вывод состоит в том, что в рамках модели удастся получить удовлетворительное описание всех имеющихся данных по фоторождению на дейтроне как нейтральных, так и заряженных π -мезонов. Это относится как к случаю неполяризованных, так и поляризованных наблюдаемых. В качестве примера на Рис. 3 приведено эксклюзивное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$ в области 200–400 МэВ для угла вылета пиона $\Theta_\pi = 136.2^\circ$. Видно, что данные работы [8] хорошо воспроизводятся в рамках построенной модели.

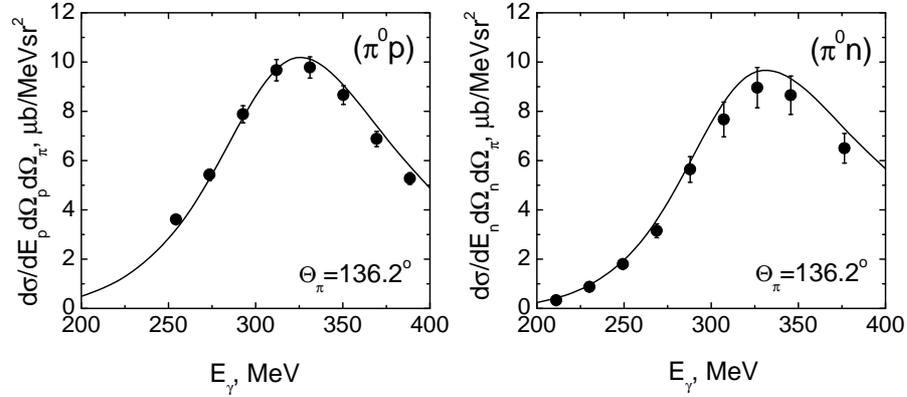


Рис. 3. Дифференциальное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$ для $\Theta_\pi = 136.2^\circ$ в центре протонного квазиупругого пика $|\mathbf{p}_n| = 0$ (левый рисунок) и центре нейтронного квазиупругого пика $|\mathbf{p}_p| = 0$ (правый рисунок). Теоретические кривые – предсказания модели [7,8]. Данные из работы [8].

Были обнаружены, однако, несколько случаев, когда теория заметно противоречит эксперименту. Например, предсказания модели для полного сечения фоторождения π^0 -мезона в области Δ -резонанса существенно превышают экспериментальные значения. Как следствие этой проблемы возникает и проблема с описанием полного сечения фотопоглощения фотона на дейтроне. На Рис. 4 показано такое сечение, полученное с учетом вкладов от реакций $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ (из работы [10]) и $\gamma d \rightarrow np$ (из работы [11]).

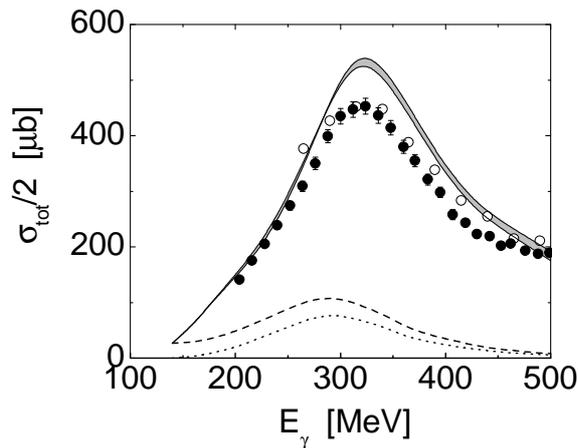


Рис. 4. Полное сечение фотопоглощения фотона на дейтроне, отнесенное к одному нукло-ну. Точечная кривая – вклад реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Штрихованная кривая – добавлен вклад от фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow np$. Заштрихованная область – учтены вклады всех каналов реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ с возможными теоретическими неопределенностями. Данные из работ [12] (o) и [13] (bullet).

Можно видеть, что имеется почти 20%-е превышение теории над экспериментом. Очень

трудно найти объяснение такому расхождению, так как, по-видимому, основные механизмы реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ учтены в построенной модели. Следует отметить, что аналогичная проблема была отмечена недавно и в работе [14], в которой было измерено полное сечение фотопоглощения фотона на дейтроне при энергиях от 200 до 800 МэВ и обнаружено такое же расхождение в области Δ -резонанса с теоретическими предсказаниями из работы [15].

В заключение еще раз подчеркнем, что в целом имеется удовлетворительное согласие теории и эксперимента по фоторождению пионов на дейтроне в области энергий от порога до 500 МэВ. Однако пока не удается описать данные по полному сечению реакции в области Δ -резонанса. Что касается пороговой области, то имеющиеся теоретические подходы требуют экспериментальной проверки. Данные по инклюзивному рождению π^0 -мезонов в пороговой области получены в единственной работе [3]. Было бы очень желательным иметь экспериментальную информацию по эксклюзивному фоторождению π^0 -мезонов на дейтроне при пороговых энергиях. Можно ожидать, что изучение именно этого процесса позволит определить пороговое значение амплитуды $E_{0+}^{n\pi^0}$.

- [1] V. Bernard, N. Kaiser and U.-G. Meißner, Phys. Lett. B **378**, 337 (1996).
- [2] O. Hanstein, D. Drechsel and L. Tiator, Phys. Lett. B **399**, 13 (1997).
- [3] J. C. Bergstrom *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 3203 (1998).
- [4] S. R. Beane *et al.*, Nucl. Phys. **A618**, 381 (1997).
- [5] M. Benmerrouche and E. Tomusiak, Phys. Rev. C **58**, 1777 (1998).
- [6] M. I. Levchuk, M. Schumacher and F. Wissmann, Nucl. Phys. **A675**, 621 (2000).
- [7] M. I. Levchuk, V. A. Petrun'kin and M. Schumacher, Z. Phys. **A355**, 317 (1996).
- [8] K. Kossert K. *et al.*, Eur. Phys. J. **A19**, 391 (2004).
- [9] M. I. Levchuk *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 014004 (2006).
- [10] S. S. Kamalov, L. Tiator and C. Bennhold, Phys. Rev. C **55**, 98 (1997) и С.С. Камалов, частное сообщение.
- [11] P. Rossi *et al.*, Phys. Rev. C **40**, 2412 (1989).
- [12] T. A. Armstrong *et al.*, Nucl. Phys. **B41**, 445 (1972).
- [13] M. MacCormick *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 41 (1996).
- [14] J. Ahrens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 202303 (2006).
- [15] H. Arenhövel, A. Fix and M. Schwamb, Phys. Rev. Lett. **93**, 202301 (2004).

Выведенный электронный пучок и система мечения ускорителя "Пахра"

В.А. Басков, Б.Б. Говорков, В.В. Полянский

Основным предназначением выведенного электронного пучка и созданной на его базе системы мечения фотонов ускорителя ФИАН "Пахра" является исследования электромагнитных процессов в области энергий сотни МэВ.

Главным преимуществом экспериментальной установки, в которой используется система мечения с большой интенсивностью фотонов, по сравнению с использованием тормозного пучка фотонов, являются низкофоновые условия работы установки и хорошая точность в определении энергии меченого фотона. Поэтому системы мечения фотонов широко используются на ускорителях промежуточных энергий [1,2].

Выведенный электронный пучок из ускорителя "Пахра" формируется системой медленного вывода [3] и протяженным (> 30 м) магнитооптическим каналом (МОК) [4].

Медленный вывод

Медленный вывод электронов с использованием резонанса радиальных бетатронных колебаний четвертого порядка ($\nu_x = \frac{3}{4}$) реализован с помощью двух полюсных обмоток ускорителя и двух выводных септум-магнитов. Зазор магнитопроводов обоих септум-магнитов имеет высоту 1,2 см и ширину 3,5 см. Напряженность магнитного поля в зазоре первого септум-магнита – 800 Э, напряженность поля в зазоре второго септум-магнита можно поднять до 4000 Э. Положение обоих септум-магнитов относительно центральной орбиты можно менять с помощью дистанционной системы перемещения в диапазоне 5 см.

Магнитооптический канал (МОК)

Электронный пучок через выходное окно ускорителя (алюминиевая пластина толщиной 0,2 мм) и воздушный промежуток (0,7 м) вводится в тракт МОК (рис.1). Электронный тракт МОК вакуумирован, диаметр тракта при прохождении линз составляет 38 мм, в межлинзовых промежутках 80 мм. Общая длина тракта от выходного окна ускорителя в ускорительном зале до магнита мечения в экспериментальном зале № 1 составляет 34 м. Канал включает 6 линз, один поворотный магнит СП-3 с размером полюса 500×200 мм² и межполюсным расстоянием 50 мм в зале ускорителя, а также два небольших корректирующих постоянных магнита. Угол поворота пучка составляет $18,5^\circ$ при $H_{сп-3} \approx 6000$ Гс и $E_0 = 350$ МэВ.

Компенсатор магнитного поля (КМП)

Одним из ключевых элементов канала является устройство, предназначенное для исключения влияния на электронный пучок краевого магнитного поля магнита ускорителя – компенсатор магнитного поля (КМП). После выхода из ускорителя пучок проходит 0,7 м вблизи полюса магнита ускорителя, краевое переменное поле которого ($H_{max} \sim 4000$ Гс) "растягивает" пучок в горизонтальной плоскости. При попадании пучка в КМП влияние поля прекращается, и он без искажений транспортируется к первой линзе и далее к магниту системы мечения (рис.2). КМП входит в вакуумный канал как его первый элемент.

КМП представляет из себя цилиндр из нержавеющей стали, сваренный из трёх труб разного диаметра. Входной и выходной диаметры КМП составляют 15 и 25 мм соответственно. Длина устройства 1100 мм.

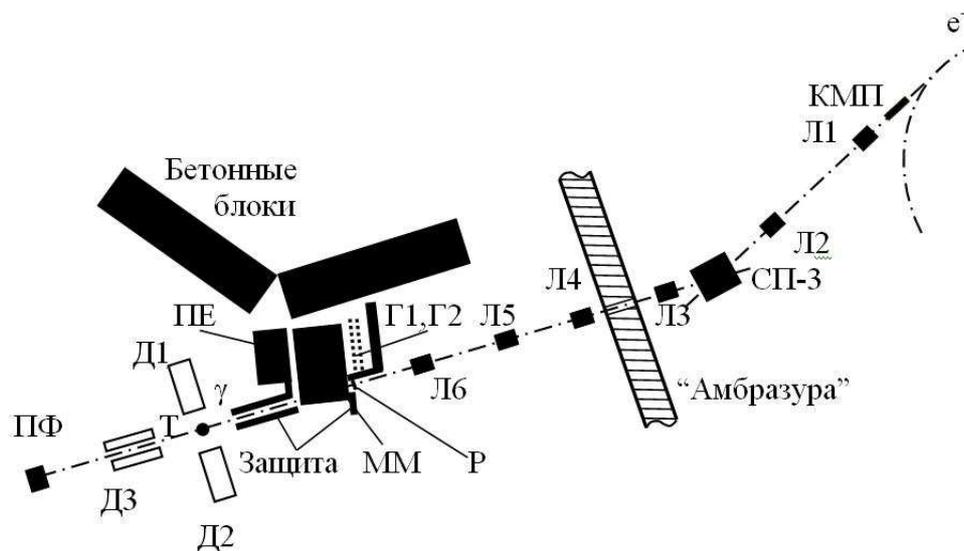


Рис. 1. Магнитооптический канал и система мечения фотонов ускорителя ФИАН "Пахра". КМП – компенсатор магнитного поля; Л1-Л6 – линзы; СП-3 – поворотный магнит; Р – радиатор; Г1 и Г2 – годоскопы системы мечения; ММ – магнит мечения; Т – экспериментальная мишень; Д1-Д3 – детекторы установки; ПЕ и ПФ – поглотители электронного и фотонного пучков.

Параметры пучка

При энергии электронов $E_0 = 350$ МэВ "размер" пучка на выходном окне ускорителя составляет 7–10 мм как по горизонтали, так и по вертикали. На радиаторе системы мечения размер пучка достигает ≈ 20 мм. Увеличение размера пучка определяется "рас-таскиванием" его рассеянным полем магнита ускорителя в промежутке между выходным окном и КМП, многократным рассеянием на воздухе в этом же промежутке и рассеянием на остаточном газе в продолжительном (34 м) канале транспортировки пучка. В настоящее время из-за плохого вакуума при транспортировке пучка теряется не менее половины порядка от начальной интенсивности.

Интенсивность пучка определяется ускорителем и может достигать $\sim 10^{10}$ е/сек. В настоящее время интенсивность на радиаторе системы мечения составляет $\sim 10^8$ е/сек. Диапазон выводимых энергий $E_e = 200$ –600 МэВ.

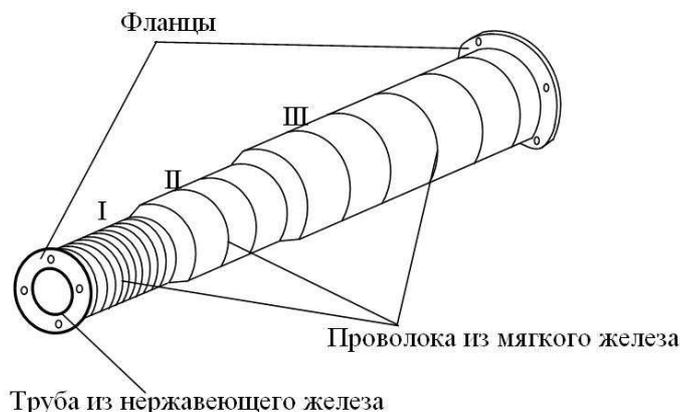


Рис. 2. Схема компенсатора магнитного поля (КМП) (без крепежных устройств; I – диаметр 15 мм; II – диаметр 20 мм; III – диаметр 25 мм).

Диагностика пучка и метод его проводки

В процессе проводки пучка от выходного окна ускорителя до заданной точки на магните мечения была разработана методика диагностики и проводки пучка с помощью чувствительных видеокамер, которые определяли положение пучка (координаты) как в канале, так и относительно других объектов, например коллиматора или детектора. При работе использовались цветные и черно-белые камеры типа "секьюрити" с чувствительностью от 0,1 до 0,0001 люкс и углами обзора от $\approx 20^\circ$ до $\approx 60^\circ$. Точность определения координат ± 1 мм.

Ниже приведена процедура проводки пучка, например, от поворотного магнита СП-3 до заданной точки на магните мечения. На предполагаемой траектории пучка, находящейся под углом $\phi = 18,5^\circ$ от траектории выхода пучка из ускорителя относительно центра СП-3, были помещены две платформы с дистанционным управлением. Первая платформа П1 находилась на расстоянии 1,25 м от центра СП-3, вторая П2 на расстоянии 3,25 м. На П1 был помещен сцинтиллятор С1 – NaI(Tl) диаметром 40 мм и толщиной 40 мм, а на П2 сцинтиллятор С2 такого же типа диаметром 70 мм и толщиной 40 мм. Сцинтилляторы просматривались видеокамерами К1 и К2, соответственно. Сигнал с К1 контролировался визуально монитором М1 (обычный телевизор) в пультовой ускорителя, а сигнал с К2 монитором М2, находящимся рядом с системой управления СП-3.

Последовательность работы была следующей:

1. Пучок с помощью СП-3 "наводится" на центр С1.
2. Определяется значение поля Н1 магнита СП-3.
3. Платформа с С1 выводится из пучка, а П2 с С2 вводится в пучок так, чтобы он "проходил" через центр С2.
4. В пучок снова вводится С1 на прежнее положение.
5. С помощью лазера определяется примерная траектория пучка, "проходящая" через центры С1 и С2 (при определении положения пучка на С2 сцинтиллятор С1 убирается).
6. Определяется примерная траектория пучка в экспериментальном зале №1 и его положение на магните мечения.
7. Поле СП-3 увеличивается или уменьшается на $\Delta H = 100-200$ Гс и определяется его значение Н2.

В дальнейшем пункты 3–7 повторяются до того момента, когда предполагаемая траектория пучка "определит" его положение на магните мечения.

Система мечения фотонов ускорителя ФИАН "ПАХРА"

Выведенный пучок электронов с указанной выше энергией 350 МэВ с последней квадрупольной линзы магнитооптического канала выводится на медный радиатор толщиной 0,01–0,5 мм ($0,0007-0,035 X_0$) (рис. 1). Тормозные фотоны, образующиеся в радиаторе, падают на экспериментальную мишень, а излучившие их электроны отклоняются магнитным полем магнита мечения (ММ) на угол $\sim 180^\circ$ и попадают в годоскоп системы мечения. Интенсивность тормозных фотонов определяется интенсивностью первичного пучка и толщиной радиатора. Интенсивность может изменяться в пределах 10^5-10^7 γ /сек [4].

Энергия электронов, отклоненных магнитным полем в годоскоп системы мечения, может изменяться вариацией тока стабилизированного источника питания (ИСТ-500). Точность поддержания величины тока составляет $\sim 0,01\%$. Размер полюсов магнита мечения

составляет $110 \times 700 \text{ см}^2$, зазор между ними 10 см. Энергетический диапазон "отработанных" в радиаторе электронов, регистрируемых годоскопом системы мечения, составляет $E_e = 30-130 \text{ МэВ}$.

Годоскоп системы мечения состоит из двух линий сцинтилляционных счетчиков. Каждая линия включает 64 идентичных счетчика шириной 1,6 см, длиной 10 см и толщиной 1 см. Расстояние между линиями годоскопа составляет $H_1 = 8,5 \text{ см}$. Годоскоп расположен параллельно полюсам магнита мечения на расстоянии $H_2 = 112 \text{ см}$. Расстояние от оси выведенного электронного пучка $H_3 = 40 \text{ см}$. При необходимости размеры H_1 , H_2 и H_3 можно легко менять. Годоскоп – за исключением передней полусферы – окружен свинцовой защитой.

Энергия фотона E_γ , падающего на экспериментальную мишень, определяется, как разность энергий первичного электрона E_0 и энергии E_e электрона, провзаимодействовавшего в радиаторе и отклоненного магнитом мечения в годоскоп: $E_\gamma = E_0 - E_e$.

Рабочий энергетический диапазон меченых γ -квантов при энергии первичного пучка $E_0 = 350 \text{ МэВ}$ составляет $E_\gamma = 220-320 \text{ МэВ}$. Расчетное энергетическое разрешение системы мечения по каналам и в соответствующем диапазоне меченых фотонов составляет:

$$\Delta E = 2-8 \text{ МэВ} \quad \text{в каналах } N = 1-32 \quad (E_\gamma = 320-240 \text{ МэВ}),$$

$$\Delta E = 0,5-2 \text{ МэВ} \quad \text{в каналах } N = 33-64 \quad (E_\gamma = 240-220 \text{ МэВ}).$$

Не "отработанный" основной пучок электронов отворачивается магнитным полем магнита мечения и поглощается в свинцовом поглотителе (могильнике), находящемся непосредственно за магнитом мечения.

Напряженность поля магнита мечения при рабочем токе 200 А составляет 8,4 кГс. Спад напряженности магнитного поля начинается на расстоянии $\sim 10 \text{ см}$ от края полюса внутри магнита и на расстоянии $\sim 50 \text{ см}$ от магнита составляет $\sim 10^{-4}$ от максимального значения.

Существуют возможности улучшения энергетического разрешения системы мечения, предусмотренные при создании системы: (1) изменение расстояний между линейками годоскопа и изменение расстояний между годоскопом и магнитом мечения; (2) применение дополнительного годоскопа в низкоэнергетической области γ -пучка. Данные методы позволят улучшить энергетическое разрешение системы мечения не менее чем в 1,5–2 раза.

Заключение

1. Электронный канал готов к работе.
2. Для полной готовности к работе системы мечения необходимо закончить работы, связанные с определением положения фотонного пучка, его коллимацию.
3. Провести работы, связанные с увеличением временной растяжки электронного пучка.
4. Восстановить работоспособность некоторых счетчиков линеек годоскопов.

- [1] Bergstrom J.C., Igarashi R., Vogt J.M. Phys. Rev. C, 1997, v.55, 2923-2930.
- [2] Baskov V.A., Schröder B., Govorkov B.B., Lebedev A.I., Poliansky V.V. Preprint of the Lebedev Physical Institute of RAS, № 5, Moscow, 2007.
- [3] Башмаков Ю.А., Беловинцев К.А., Карпов В.А. Препринт ФИАН, № 87, Москва, 1991.
- [4] Басков В.А., Говорков Б.Б., Карпов В.А., Крутов Ю.А., Полянский В.В. Препринт ФИАН, № 5, Москва, 2006.

Исследования на микротроне МАМИ*

В.Л. Кашеваров, Л.В. Фильков, С.Н. Черепня

Модернизация микротрона МАМИ

Группа сотрудников ОФВЭ ФИАН участвует в совместных работах по исследованию структуры адронов в экспериментах с реальными фотонами на микротроне МАМИ (Майнц, Германия). Работы проводятся в пучке меченых фотонов, получаемых при торможении электронов с энергией до 1508 МэВ. Торможение электронов происходит на радиаторе из вещества с высоким атомным номером и, поэтому, электрон практически не теряет энергию, взаимодействуя с ядрами, что позволяет определять энергию тормозного γ -кванта с высокой точностью.

Система мечения представляет собой магнитный спектрометр, изготовленный в Глазго (Шотландия). Разрешение системы мечения зависит от энергии электронов, но в среднем равно ~ 2 МэВ.

Для регистрации вторичных частиц до 2002 года использовался фотонный спектрометр TAPS, состоящий из шести блоков. Каждый блок содержал 62 кристалла BaF_2 (8×8), имеющих форму шестигранной призмы. Для регистрации частиц, вылетающих вперёд, использовалась стенка из 138 таких же кристаллов (11×18). Длина каждого кристалла 250 мм (~ 12 радиационных длин), внутренний диаметр 59 мм. Один конец кристалла цилиндрический диаметром 54 мм и длиной 25 мм, на нём установлен фотоумножитель. Шесть блоков были расположены в горизонтальной плоскости под углами 153° , 104° , 55° , -54° , -103° и -152° на расстоянии $55 \div 59$ см от оси пучка. Стенка располагалась под 0° на расстоянии 55 см. Эта экспериментальная установка перекрывала $\sim 40\%$ от 4π .

В 2003 году был установлен широкоапертурный электромагнитный спектрометр и собрана новая экспериментальная установка. В неё входят Crystal Ball (CB), спектрометр TAPS, сцинтилляционный детектор для идентификации заряженных частиц (PID) и многопроволочная пропорциональная камера MWPC.

CB представляет собой сферу, собранную из 672 оптически изолированных друг от друга кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$ (15.7 радиационных длин). В сфере имеются входной и выходной туннели для пучка и внутренняя сферическая полость для размещения мишени и вершинных детекторов. CB перекрывает $\sim 93\%$ от 4π . Мишень, располагающаяся в центре CB, окружена цилиндрическим сцинтилляционным детектором диаметром 12 см (PID), состоящим из 24 сцинтилляционных палочек длиной 50 см и толщиной 4 мм. Между PID и CB располагаются две цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC). Так как CB не перекрывает углы θ до 20° , то в направлении по пучку на расстоянии 1.5 метра от центра CB установлен TAPS: 384 кристалла BaF_2 , упакованные в шестигранную стенку с отверстием в центре.

Далее кратко представлены несколько экспериментальных работ, проведённых на этих установках в последнее время.

Фоторождение η -ядер на ${}^3\text{He}$

При исследовании фоторождения η -ядер на ${}^3\text{He}$ изучались два возможных канала распада: когерентное рождение η -мезонов и распад на $\pi^0 p$. Измерения проводились при энергиях меченых фотонов от порога фоторождения до 820 МэВ. В качестве мишени использовался цилиндр длиной 115 мм и диаметром 43 мм, изготовленный из каптона и заполненный жидким ${}^3\text{He}$. Для регистрации вторичных частиц использовался спектрометр TAPS: шесть блоков и передняя стенка, расположенные вокруг мишени так, как описано выше.

*Не докладывалось на конференции.

В результате эксперимента были получены полное инклюзивное сечение реакции $\gamma^3\text{He} \rightarrow \eta X$ в указанной области энергий, полное и угловое дифференциальное сечения когерентного рождения η -мезонов в области энергий до 745 МэВ. Полученное резонансно подобное поведение когерентного сечения в η -канале с изотропным угловым распределением в области немного выше порога фоторождения η указывает на существование квази-связанного состояния. В канале $\pi^0 p$ наблюдались коррелированные $\pi^0 p$ пары с относительным углом $\sim 180^\circ$ в системе центра масс, которые указывают на существование структуры похожей на пик в области энергий немного ниже порога фоторождения η , что соответствует возможности образования η -мезонных ядер. Найдены параметры этой резонансной структуры: энергия связи (4 ± 4 МэВ) и полная ширина (25 ± 6 МэВ) [1,2].

Асимметрия парного фоторождения пионов на протонах в пучке циркулярно поляризованных γ -квантов

Эксперимент проводился в пучке циркулярно поляризованных фотонов, получаемых при торможении в радиаторе продольно поляризованных электронов с максимальной энергией 883 МэВ. Меченые фотоны с максимальной энергией 820 МэВ попадали на жидководородную мишень длиной 4.8 см. Для регистрации продуктов реакции использовалась установка, включающая СВ и TAPS. Были проведены прецизионные измерения асимметрии парного фоторождения пионов на протонах во второй резонансной области для трёх изоспиновых каналов: $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^+\pi^0n$, $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^0\pi^0p$, $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^+\pi^-p$. Парное фоторождение пионов позволяет изучать как распады нуклонных резонансов в промежуточных состояниях, так и резонансы состояний $N\rho$ и $N\sigma$. Сравнение полученных данных с теоретическими расчётами показало, что необходимо улучшать существующие модели, описывающие резонансы [3].

Некогерентное фоторождение нейтральных пионов на ^{12}C

В данной работе проведено детальное измерение некогерентного фоторождения π^0 -мезонов на ядрах. В этом эксперименте пучок меченых фотонов (120 ÷ 819 МэВ) взаимодействовал с мишенью ^{12}C толщиной 1.5 см., расположенной в центре СВ и окружённой PID и MWPC. Вторичные фотоны регистрировались спектрометром СВ. Нейтральные пионы идентифицировались по распаду на два γ -кванта. Для подавления вклада квазисвободного фоторождения π^0 -мезонов, разница между реконструируемой энергией π^0 и вычисленной (используя энергию начального фотона, измеренный θ_π и предполагая когерентное фоторождение π^0 мезонов) выбиралась меньше чем 20 МэВ. Для того чтобы выделить поперечное сечение для состояния 4.4 МэВ, спектр низкоэнергетических фотонов фитировался для каждого θ_π функцией Гаусса и экспонентой для учёта фона.

В результате было измерено дифференциальное поперечное сечение некогерентного фоторождения π^0 -мезона на ^{12}C из состояния 2^+ при 4.4 МэВ для фотонного пучка с энергией 225–305 МэВ.

Полученное сечение некогерентного фоторождения является очень важным для улучшения подавления некогерентного фона при выделении процесса когерентного процесса образования π^0 -мезонов, плохое определение которого до сих пор ограничивало попытки точного измерения ядерного форм-фактора.

Полученное некогерентное сечение в основном согласуется с вычислениями Δ -дырочной модели, но сравнение указывает на необходимость уточнения вычислений [4].

Измерение параметра наклона α для распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ на МАМИ-С

Измерение процесса $\gamma p \rightarrow \eta p \rightarrow 3\pi^0 p \rightarrow 6\gamma p$ было проведено в пучке меченых фотонов с энергией до 1402 МэВ. В качестве мишени использовался цилиндр длиной 5 см, заполненный жидким водородом. Для регистрации вторичных частиц использовался СВ+PID и TAPS. Записывались события, состоящие из шести (все гамма кванты без протона) и семи (и гамма кванты и протон) кластеров.

Изучение реакции $\eta \rightarrow 3\pi^0$ позволяет получить информацию о процессе $\pi^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. При анализе распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ сильное $\pi^0\pi^0$ -взаимодействие в конечном состоянии может быть определено по отклонению от фазового пространства амплитуды распада. Эта амплитуда может быть параметризована как $A(\eta \rightarrow 3\pi^0) \sim 1 + \alpha z$, где α – квадратичный параметр, описывающий отклонение от фазового пространства. При обработке экспериментальных данных для выделения исследуемой реакции из регистрируемых процессов ($\gamma p \rightarrow \eta p \rightarrow 3\pi^0 p$, $\gamma p \rightarrow \eta p \rightarrow \gamma\gamma p$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma p \rightarrow \pi^0\pi^0 p$) был применён кинематический фит. Из анализа 3×10^6 событий получено значение для параметра наклона, равное $\alpha = -0.032 \pm 0.003$. Эта величина совпадает с полученными ранее, но имеет лучшую точность [5].

Исследование нарушения зарядового сопряжения в распадах $\omega \rightarrow \eta\pi^0$

Эксперимент проводился в пучке меченых γ -квантов с максимальной энергией 1402 МэВ, которым облучалась жидководородная мишень длиной 5 см, расположенная внутри СВ. Фотоны от распадов мезонов и протон регистрировались СВ+PID и TAPS спектрометрами. В работе представлен новый эксперимент по поиску распада $\omega \rightarrow \eta\pi^0$, запрещенного сохранением С-инвариантности. Для поиска распадов ω -мезона исследовалась реакция $\gamma p \rightarrow \eta\pi^0 p$. При обработке применялся кинематический фит. Брэнчинг для распада $\omega \rightarrow \eta\pi^0$ вычислялся в интервале энергий начальных γ -квантов $1171 \div 1322$ МэВ, а для распадов $\omega \rightarrow 3\pi^0$ и $\omega \rightarrow 2\pi^0$ в интервале $1203 \div 1403$ МэВ. Вычисленный верхний предел брэнчинга для распада $\omega \rightarrow \eta\pi^0$ равен $(\omega \rightarrow \eta\pi^0) < 2 \times 10^{-4}$, что в 50 раз меньше ранее найденного. Для распадов $\omega \rightarrow 3\pi^0$ и $\omega \rightarrow 2\pi^0$ верхние пределы брэнчингов получились равными $< 2 \times 10^{-4}$ для каждого [6].

Новые исследования на МАМИ-С

В настоящее время проводится обработка данных по фоторождению $\pi^0\eta$ на протоне в области энергий от порога реакции ($E_\gamma=0.97$ ГэВ) до 1.4 ГэВ, полученных на микротроне МАМИ-С. Эти данные анализируются в рамках обычной изобарной модели. Основной целью работы является изучение механизма реакции и определение параметров $D_{33}(1700)$ -резонанса [7].

Планируется проведение экспериментов, предложенных сотрудниками ФИАН, по поиску и исследованию узких шести-кварковых состояний, распад которых на два нуклона запрещен принципом Паули, в реакциях $\gamma d \rightarrow \pi + \gamma NN$, $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow N + \gamma pN$ и $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + \gamma d$. Это новый класс метастабильных шести-кварковых состояний с шириной распада < 1 кэВ. Экспериментальное открытие таких состояний имело бы важные последствия для физики частиц, ядерной физики и астрофизики [8].

- [1] M. Pfeiffer *et al.* (A2 Collaboration, Mainz), "Photoproduction of η -Mesic ${}^3\text{He}$ ", Phys. Rev. Lett. **92**, 252001 (2004)

- [2] M. Pfeiffer *et al.* (A2 Collaboration, Mainz), "Photoproduction of η -Mesic ${}^3\text{He}$ ", Phys. Rev. Lett. **94**, 049102 (2005).
- [3] D. Krambrich *et al.* (Crystal Ball at MAMI Collaboration), "Beam-Helicity Asymmetries in Double Pion Photoproduction off the Proton", submitted to Phys. Rev. Lett. (2008)
- [4] C.M. Tarbert *et al.* (Crystal Ball at MAMI Collaboration), "Incoherent Neutral Pion Photoproduction on ${}^{12}\text{C}$ ", Phys. Rev. Lett. **100**, 132301 (2008).
- [5] S. Prakhov *et al.* (Crystal Ball at MAMI Collaboration), "Measurement of the Slope Parameter α for the $\eta \rightarrow 3\pi^0$ decay with the Crystal Ball at MAMI C", submitted to Phys. Rev. C (2008).
- [6] A. Starostin *et al.* (Crystal Ball at MAMI Collaboration), "Search for charge-conjugation-forbidden decay $\omega \rightarrow \eta\pi^0$ ", submitted to Phys. Rev. C (2008).
- [7] V.L.Kashevarov, "Photoproduction of $\pi^0\eta$ pairs on proton", Talk given at the 11th Crystal Ball at MAMI Collaboration Meeting, Dubrovnik, Croatia, 7-9 April 2008.
- [8] L.V. Fil'kov and V.L. Kashevarov, "Search for narrow six-quark states in the reactions $\gamma d \rightarrow \pi\gamma NN$ ", nucl-th/0409009; "Search for narrow six-quark states in the reactions $\gamma+{}^3\text{He} \rightarrow N + \gamma NN$ ", Report presented at the 12th Crystal Ball at MAMI Collaboration Meeting, Mainz, September 21-23 2008.

Модернизация дополнительного детектора системы мечения ускорителя МАМИ-С

В.А. Басков, В.В. Полянский

В феврале 2007 года четвертая стадия Майнцевского Микротрона – микротрон МАМИ-С – приступила к работе на физический эксперимент с пучком электронов энергии $E_0 = 1500$ МэВ. Экспериментальная программа МАМИ-С сфокусирована на изучении адронной структуры в рамках непертурбативной КХД и включает такие направления, как [1]:

- электророждение η -мезонов с поляризованным пучком и мишенью;
- физика с использованием пучка меченых фотонов;
- спектрометрия каонов;
- электророждение ϕ -мезонов;
- процессы с двухфотонным обменом, и др.

Коллаборация А2 работает на меченом фотонном пучке. Среди ее задач – работа на поляризованных мишенях (жидкие ^1H и ^2H) и

- проверка киральной пертурбативной теории с помощью изучения реакций вблизи порога $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$, $\gamma p \rightarrow \eta' p$;
- исследование в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ с поляризованным фотонным пучком и мишенью роуперовского резонанса $P_{11}(1440)$, в реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ – резонансов $S_{11}(1535)$ и $D_{13}(1520)$, в реакции фоторождения η на нейтроне – резонансов $P_{11}(1440)$ и $D_{15}(1675)$;
- исследование нейтральных каналов распада η и η' -мезонов: $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\eta' \rightarrow 3\pi^0$, $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, ...

Для более эффективного выполнения поставленной Программы возникла задача расширить диапазон фотонного спектра имеющейся системы мечения (рис.1), продвинувшись как в более энергичную, так и в менее энергичную части спектра. Соответственно было предложено создать дополнительный детектор регистрации электронов (end-detector), отклонённых системой мечения с максимальной регистрируемой энергией до ~ 100 МэВ (рис.2). End-detector должен быть аналогичен основному детектору регистрации электронов системы мечения (см. вставку на рис.1), то есть он должен состоять из двух годоскопов сцинтилляционных счетчиков. Было решено модернизировать старый годоскопический детектор, состоящий из 92 счетчиков (рис.3), чтобы в дальнейшем он работал как end-detector. Эта работа частично была выполнена нами во время месячного визита в Майнц в июне 2008 года.

Предстояло восстановить работоспособность сцинтилляционных счетчиков старого годоскопического детектора: снять старую светопроводящую смазку, старый клей со световодов и сцинтилляторов; отполировать поверхности при наличии царапин и дефектов; восстановить сломанные счетчики и счетчики с дефектами; обернуть счетчиков металлизированной фольгой и черной светонепроницаемой бумагой; проверить работоспособность счетчиков на космическом излучении. Эту часть работы была полностью выполнена. Все 92 сцинтилляционных счетчика были восстановлены, обернуты, протестированы.

Второй этап работы предусматривал работу непосредственно на системе мечения (определение топографии магнитного поля в месте расположения end-detector; выбор места расположения). Этот этап выполнен не был, так как с 10-го июня 2008 г. проходил экспериментальный сеанс на ускорителе МАМИ-С (в двух его сменах мы принимали участие в качестве дежурных), и руководители эксперимента не дали разрешение его прервать.

[1] "The Physics Program at MAMI-C". 11th Intern. Conf. on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU 2007), Sep 10-14, 2007, Julich, Germany; arXiv:0802.2870v2 [nucl-ex].

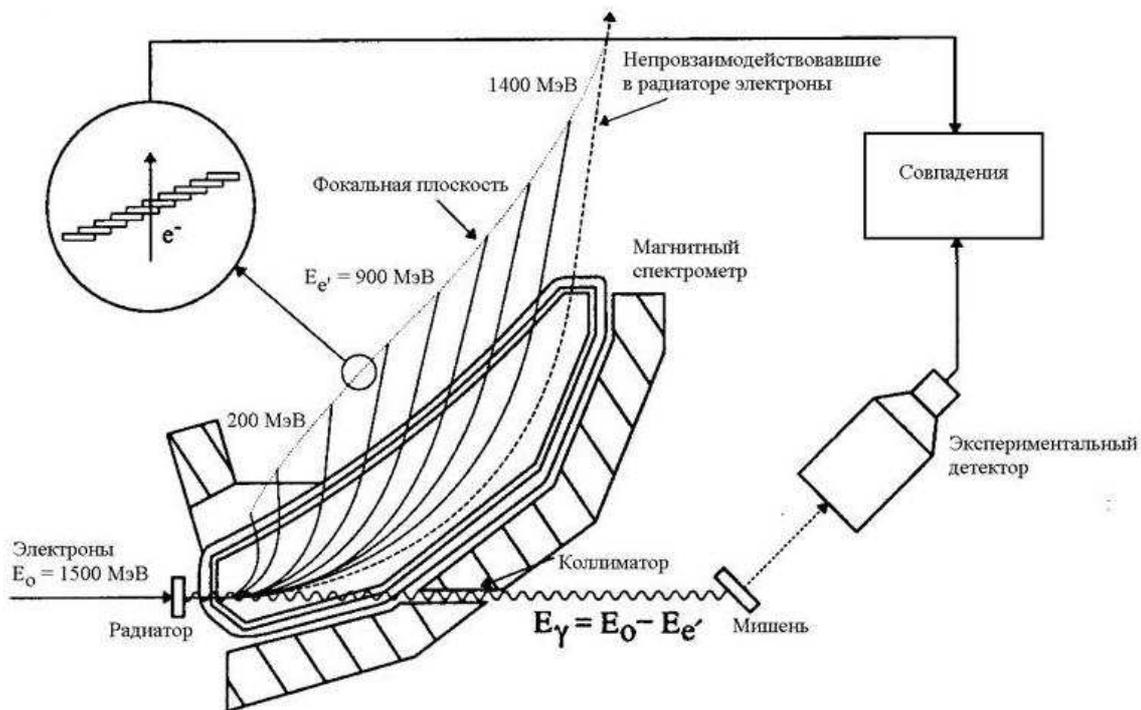


Рис. 1. Схема системы мечения фотонов ускорителя МАМІ-С.

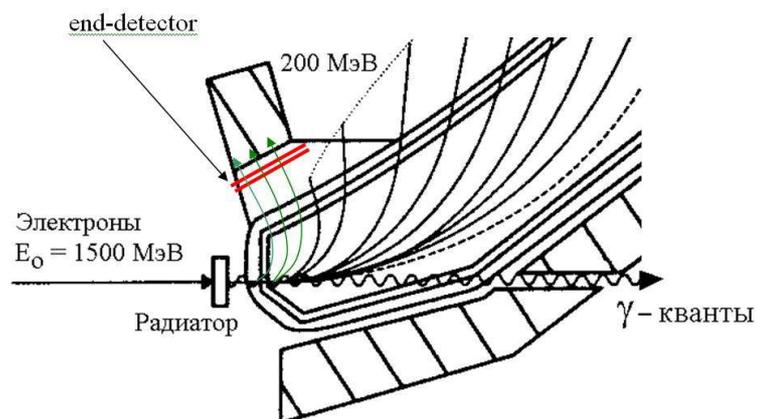


Рис. 2. Схема примерного расположения дополнительного детектора электронов (end-detector).

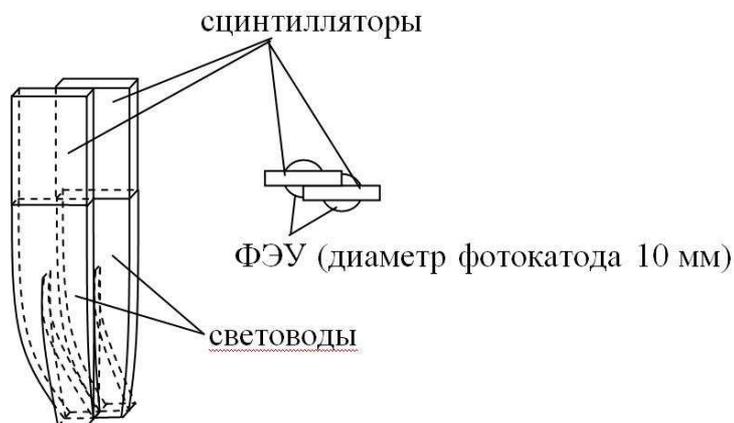


Рис. 3. Конструкция счетчиков старого детектора.

Модельно-независимое определение поляризуемостей протона по данным о γp -рассеянии при энергии фотона $\omega < 150$ МэВ

С.Г. Аракелян, В.А. Петрунькин (ФИАН), Т.Н. Ильичёва (ОИЯИ)

Модельно-независимые определения электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей протона (p) по результатам измерений дифференциального сечения (ДС) упругого рассеяния неполяризованных фотонов (γ) с энергией $\omega \lesssim 100$ МэВ в жидководородной мишени проводились уже в ранних работах (см. обзоры [1,2]). В них при фитировании экспериментальных точек (далее – эксп.точек, т.е. значений ДС при разных энергиях ω и углах рассеяния фотонов θ в лаб. системе) использовалось безмодельное низкоэнергетическое приближение к ДС (далее – НЭП), учитывающее структуру протона в ω^2 -приближении и зависящее от двух констант α и β . В ряде последующих работ (см. [2]) при фитировании эксп.точек использовалось ДС, вычисляемое численно в дисперсионной теории, применяемой к шести независимым скалярным амплитудам γp -рассеяния. Такое ДС удовлетворительно согласуется со всеми экспериментальными данными как до порога фоторождения пионов, так и в окрестности $\Delta(1232)$ -резонанса [3]. Отметим, что определяемые при фитировании константы α и β можно ввести в дисперсионное ДС без разложения его по энергии ω .

За такое расширение области применимости фитирующего ДС по ω приходится платить появлением в экспериментальных значениях $\alpha^{\text{эксп}}$ и $\beta^{\text{эксп}}$ помимо статистической и систематической ошибок дополнительной теоретической ошибки из-за использования в дисперсионном расчете недостаточно точно определяемых в экспериментах данных, а также предположений о приближенном сохранении s -канальной спиральности фотона и механизме парного фоторождения пионов. Кроме того, с ростом энергетического интервала используемых в фите эксп.точек теоретическая ошибка в получаемых значениях $\alpha^{\text{эксп}}$ и $\beta^{\text{эксп}}$ растет. Выполненный в [2] фит всех имевшихся к моменту его проведения эксп.точек в интервале $\omega < 100$ МэВ с дисперсионным ДС показал, что так полученные значения поляризуемостей $\alpha^{\text{эксп}} = 11.9 \pm 1.3 \pm 0.3$ (теор) и $\beta^{\text{эксп}} = 1.0 \pm 1.6 \pm 0.3$ (теор) (здесь и далее – в ед. 10^{-43} см³), где первая ошибка учитывает статистические и систематические ошибки в эксп. ДС, а вторая теоретическая, практически совпадают со значениями $\alpha^{\text{эксп}} = 11.8 \pm 1.1$ и $\beta^{\text{эксп}} = 1.1 \pm 1.4$, найденными при фитировании тех же точек с помощью НЭП.

Суммарные ошибки в значениях $\alpha^{\text{эксп}}$ и $\beta^{\text{эксп}}$ при дисперсионном фите на 40% больше ошибок, полученных в модельно-независимом фите. Всё это указывает на применимость модельно-независимого метода при $\omega < 100$ МэВ и не очень точных измерениях ДС упругого γp -рассеяния. Однако, если фитировать все эксп.точки из интервала $\omega < 150$ МэВ, то в двух обсуждаемых выше вариантах фита получаются значения $\alpha^{\text{эксп}}$ и $\beta^{\text{эксп}}$, отличающиеся на 3–4 ошибки, что говорит о необходимости включать в НЭП следующие поправки по ω . Такое обобщённое низкоэнергетическое приближение (ОНЭП) для ДС упругого γp -рассеяния имеет форму

$$d\sigma^{\text{ОНЭП}}/d\Omega = d\sigma^{\text{НЭП}}(\alpha, \beta)/d\Omega + \Delta_1(a_1, a_2, a_3, a_4) + \Delta_2.$$

Явные выражения для каждого слагаемого в этой формуле приводятся в [2], а здесь мы ограничимся только несколькими пояснениями к ним. Если исключить в этих слагаемых,

записанных в лаб. системе, общий кинематический фактор фазового объема $(\omega/\omega')^2$, где ω' – энергия рассеянного фотона, то их проще представить разложенными не по ω , а по кросс-симметричному параметру $\omega\omega'$. Так редуцированное первое слагаемое преобразуется в линейную функция по $\omega\omega'$, которая совпадает с редуцированным ДС Поуэлла, описывающим рассеяние фотона на частице со спином $\frac{1}{2}$ с точечными зарядом и аномальным магнитным моментом, с поправкой на структуру протона в $\omega\omega'$ -приближении. Редуцированное слагаемое Δ_1 представляет умноженный на $(\omega\omega')^2$ кубичный по $\cos\theta$ многочлен, который определяется неизвестными константами a_i , где $i = 0-3$. Редуцированное слагаемое Δ_2 тоже пропорционально $(\omega\omega')^2$, но дополнительно имеет зависимость от $(\omega\omega')^2$ полюсного вида. Оно учитывает доминирующий вклад от обмена в t -канале π^0 -мезоном (диаграмма Лоу), который вычисляется достаточно надежно при $\omega < 150$ МэВ. Таким образом, практически безмодельное ОНЭП зависит от шести констант, для определения которых нужно фитировать достаточно большое число эксп. точек при разных энергиях ω и углах θ . В настоящей работе мы ограничились данными при $\omega < 150$ МэВ и использовали выборку, включающую 69 эксп. точек, полученных в 10 более ранних экспериментах (см. табл. 2 в [2]), и 50 эксп. точек при десяти энергиях ω и пяти углах θ , полученных в последнем эксперименте [4]. Фитирование 119 эксп. точек с помощью ОНЭП проводилось с χ^2 -функционалом, учитывающим статистические и систематические ошибки точек. В результате получены следующие значения поляризуемостей α , β и констант a_i :

$$\begin{aligned} \alpha^{\text{эксп}} &= 11.7 \pm 1.3, & \beta^{\text{эксп}} &= 1.3 \pm 1.1, & \chi^2/n_f &= 125/113; \\ a_0^{\text{эксп}} &= 1.4 \pm 0.4, & a_1^{\text{эксп}} &= -2.6 \pm 0.9, \\ a_2^{\text{эксп}} &= 1.6 \pm 0.5, & a_3^{\text{эксп}} &= -0.5 \pm 1.2 & (\text{в ед. } 1.51 \cdot 10^{-84} \text{ см}^6). \end{aligned}$$

Для сравнения приводим ниже результаты двух более ранних глобального и оригинального фитов с дисперсионным ДС. Эксп. точки из интервала $\omega < 150$ МэВ (см. [2]) дают

$$\alpha^{\text{эксп}} = 11.7 \pm 0.8 \pm 0.7(\text{теор}), \quad \beta^{\text{эксп}} = 2.3 \pm 0.9 \pm 0.7(\text{теор})$$

при $\chi^2/n_f = 73/92$. Эксп. точки из интервала $\omega < 165$ МэВ (см. [4]) дают

$$\alpha^{\text{эксп}} = 11.9 \pm 0.5 \pm 1.3 \pm 0.7(\text{теор}), \quad \beta^{\text{эксп}} = 1.2 \pm 0.7 \pm 0.3 \pm 0.7(\text{теор})$$

при $\chi^2/n_f = 81/63$. В нижнем ряду статистические и систематические ошибки указаны раздельно. Как уже отмечалось выше теоретическая ошибка в вариантах фитов эксп. точек при $\omega < 165$ МэВ увеличивается (см. её оценку в [2]). Видно, что результаты модельно-независимого глобального фита эксп. точек при $\omega < 150$ МэВ с ОНЭП согласуются в пределах ошибок с результатами более ранних фитов с дисперсионными ДС, выполненных приблизительно при тех же энергиях ω . Магнитная поляризуемость протона остаётся всё ещё плохо определённой величиной. Приведенные на рисунке графики редуцированных теоретических ДС – ОНЭП и НЭП (для сравнения также показаны графики ДС Поуэлла и ДС Клейна-Нишины-Тамма для точечных частиц) при определённых в настоящей работе значениях констант и углах $\theta = 90^\circ$ и 155° (показаны также эксп. точки при близких углах) в зависимости от $\omega\omega'$ демонстрируют не только уровень согласия с эксп. точками, но и большой разброс этих точек и пока ещё их невысокую статистическую точность (5-20%). В будущих экспериментах её желательно повысить до 2-3%.

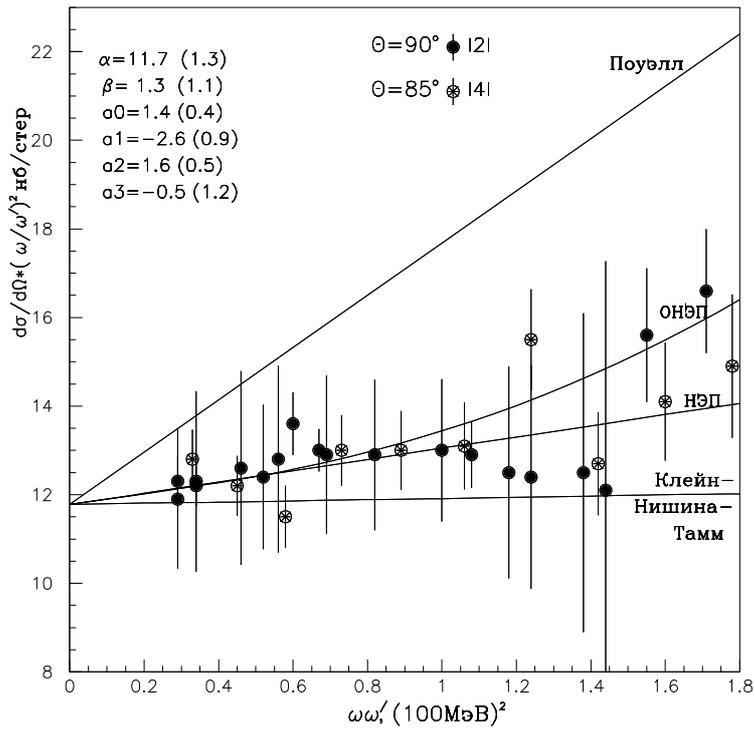
[1] Петрунькин В.А., ЭЧАЯ, **12** (1981) 692; ЖЭТФ **40** (1961) 1148.

[2] Баранов П.С., Львов А.И., Петрунькин В.А., Штарков Л.Н., ЭЧАЯ **32** (2001) 699.

[3] Львов А.И., ЯФ **34** (1981) 1075.

[4] V.Olmos de Leon, F.Wissmann, P.Achenbach et al., EPJ **A10** (2001) 207.

$\omega = 0. 46. 65. 81. 94. 105. 116. 126. 135. 144. (\text{МэВ})$



$\omega = 0.0 47. 67. 84. 98. 111. 122. 133. 144. 154. (\text{МэВ})$

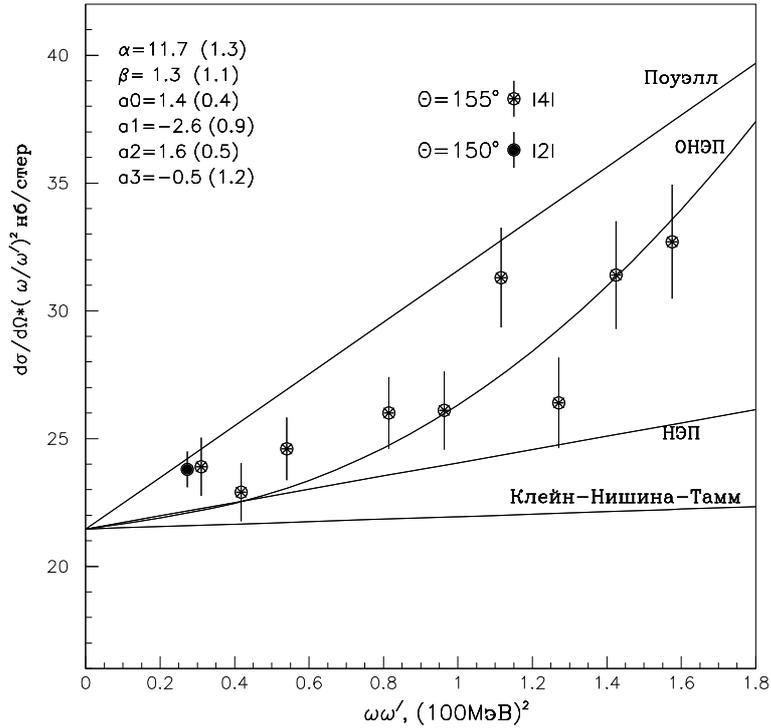


Рис. 1. Редуцированное дифференциальное сечение $(\omega/\omega')^2 d\sigma/d\Omega$ γp -рассеяния при $\theta = 90^\circ$ (вверху) и 155° (внизу).

Исследование дипольных и квадрупольных поляризуемостей пионов*

В.Л. Кашеваров, Л.В. Фильков, С.Н. Черепня

До сих пор поляризуемости пионов определяются из анализа процессов $\pi^- A \rightarrow \gamma \pi^- A$, $\gamma p \rightarrow \gamma \pi^+ n$ и $\gamma \gamma \rightarrow \pi \pi$.

В настоящее время наиболее реальным методом определения поляризуемостей π^0 -мезона является анализ процесса $\gamma \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$. С этой целью были построены дисперсионные соотношения (ДС) при фиксированном t с одним вычитанием при $s = \mu$ (где t (s) - квадрат полной энергии (передаваемого момента), μ - масса пиона) для спиральных амплитуд рассматриваемого процесса [1]. Вычитательные функции определялись с помощью ДС при фиксированном $s = \mu$ с двумя вычитаниями, а вычитательные константы были выражены через сумму и разность электрических и магнитных дипольных и квадрупольных поляризуемостей пиона.

Эти ДС были использованы для фитирования экспериментальных данных [2] по полному сечению процесса $\gamma \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$ в области энергий 270–2250 МэВ. Найденные в фитах [1,3] значения дипольных и квадрупольных поляризуемостей (в единицах 10^{-4}fm^3 и 10^{-4}fm^5 , соответственно) представлены в Табл. 1 вместе с результатами, полученными в работах [4,5] и предсказаниями дисперсионных правил сумм (ДПС) [1] и двухпетлевыми вычислениями в рамках киральной теории возмущений (КТВ) [6,7]. Сумма квадрупольных поляризуемостей π^0 -мезона хорошо согласуется с вычислением ДПС, но имеет другой знак, чем предсказания КТВ.

	fit [1,3]	DSRs [1]	ChPT
$(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0}$	-1.6 ± 2.2 [3] -0.6 ± 1.8 [4]	-3.49 ± 2.13	-1.9 ± 0.2 [6]
$(\alpha_1 + \beta_1)_{\pi^0}$	0.98 ± 0.03 [3] 1.00 ± 0.05 [5]	0.802 ± 0.035	1.1 ± 0.3 [6]
$(\alpha_2 - \beta_2)_{\pi^0}$	39.70 ± 0.02 [1]	39.72 ± 8.01	37.6 ± 3.3 [7]
$(\alpha_2 + \beta_2)_{\pi^0}$	-0.181 ± 0.004 [1]	-0.171 ± 0.067	0.04 [7]

Таблица 1. Дипольные и квадрупольные поляризуемости π^0 -мезона

Недавно, с целью определения дипольных поляризуемостей заряженных пионов был проведен эксперимент по радиационному фоторождению π^+ -мезона на протоне ($\gamma p \rightarrow \gamma \pi^+ n$) на микротроне МАМІ (Майнц) в кинематической области $537 \text{ MeV} < E_\gamma < 817 \text{ MeV}$, $140^\circ \leq \theta_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ$ [8]. Разность между электрической и магнитной дипольными поляризуемостями π^+ -мезона определялась из сравнения экспериментальных данных с предсказаниями двух различных теоретических моделей. Первая основывалась на эффективной полюсной модели без учета резонансов, в то время как вторая учитывала как нерезонансные, так и резонансные ($\Delta(1232)$, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, и σ -мезон) вклады. Для уменьшения модельной зависимости рассматривалась кинематическая область где разница между предсказаниями моделей не превышает 3%.

Реалистичность моделей проверялась путем сравнения предсказаний моделей с экспериментальными данными в кинематической области, где вклад поляризуемостей пиона

*Не докладывалось на конференции.

пренебрежимо мал. Затем сравнения проходили в области, где вклад поляризуемости значителен. В результате была определена разность $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^+}$:

$$(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^+} = 11.6 \pm 1.5_{stat} \pm 3.0_{syst} \pm 0.5_{mod}. \quad (1)$$

Этот результат находится в хорошем согласии с предсказаниями ДПС [1] но противоречит КТВ [9,10].

Дополнительный независимый анализ [11] экспериментальных данных [8] по радиационному фоторождению был проведен, используя χ^2 фит [12]. Полученный результат хорошо согласуется с первым анализом.

Анализ реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ с целью определения дипольной поляризуемости заряженных пионов ранее проводилась в области энергий ниже 700 МэВ [4,13,14]. Однако, имеющиеся в настоящее время экспериментальные значения поперечного сечения рассматриваемого процесса в этой области энергий очень неоднозначны. Как результат, найденные значения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ лежат в интервале 4.4–52.6.

Новый анализ этого процесса [15] был проведен в области энергий 280–2500 МэВ, используя ДС с вычитаниями. Эти ДС, где дипольные и квадрупольные поляризуемости заряженных пионов являлись свободными параметрами, были использованы для фитирования экспериментальных данных [16,17] для полного сечения. Найденные в этой работе значения поляризуемостей и предсказания ДПС и КТВ представлены в Табл. 2.

	fit [15]	DSRs [1]	ChPT [9]	
			to one-loop	to two-loops
$(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$	$13.0^{+2.6}_{-1.9}$	13.60 ± 2.15	6.0	5.7 [5.5]
$(\alpha_1 + \beta_1)_{\pi^\pm}$	$0.18^{+0.11}_{-0.02}$	0.166 ± 0.024	0	0.16 [0.16]
$(\alpha_2 - \beta_2)_{\pi^\pm}$	$25.0^{+0.8}_{-0.3}$	25.75 ± 7.03	11.9	16.2 [21.6]
$(\alpha_2 + \beta_2)_{\pi^\pm}$	0.133 ± 0.015	0.121 ± 0.064	0	-0.001 [-0.001]

Таблица 2. Дипольные и квадрупольные поляризуемости заряженных пионов.

Числа в скобках соответствуют другому определению низкоэнергетических констант (НЭК) [18] при учете в КТВ членов p^6 . Как видно из этой Таблицы, все значения поляризуемостей, найденные в [15], находятся в хорошем согласии с предсказанием ДПС [1]. Однако, все эти значения, за исключением $(\alpha_1 + \beta_1)_{\pi^\pm}$, противоречат КТВ вычислениям. Следует заметить, что НЭК плохо известны, а двухпетлевой вклад в квадрупольную поляризуемость очень большой ($\sim 100\%$). Поэтому, вклад трехпетлевых вычислений в этом случае может быть значительным.

Первые результаты по измерению дипольной поляризуемости пионов были получены в работе [19], анализируя радиационное рассеяние π^- -мезона в Кулоновском поле тяжелых ядер ($\pi^- A \rightarrow \gamma\pi^- A$). В этой реакции Кулоновская амплитуда доминирует, если квадрат передаваемого импульса $|t| \leq 10^{-4}$ (ГэВ/с)². В области $|t| \sim 10^{-3}$ (ГэВ/с)² Кулоновская и ядерная амплитуды сравнимы. В этой области необходимо учитывать дополнительно как вклад самого ядерного взаимодействия, так и интерференции ядерной и Кулоновской амплитуд. Так как максимальный вклад $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^-}$ достигается при $\theta_{\gamma\gamma'} \sim 180^\circ$ (в $\gamma\pi$ с.ц.м.), то, как показано в работе [3], для полной энергии в $\gamma\pi$ с.ц.м. $\sqrt{s} \geq 450$ МэВ вклад σ -мезона в сечение становится существенным и его надо учитывать.

В работе [19] рассматривалась область $|t| < 6 \times 10^{-4}$ (ГэВ/с)² и $\sqrt{s} < 430$ МэВ. Предполагая $(\alpha_1 + \beta_1)_{\pi^-} = 0$, авторы получили $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^-} = 13.6 \pm 2.8_{stat} \pm 2.4_{syst}$. Это значение находится в хорошем согласии с результатами работ [8,15,20].

В настоящее время ожидаются результаты коллаборации COMPASS, исследующей аналогичный процесс в несколько другой кинематической области. И в этом случае очень

важен учет вышеупомянутых замечаний об интерференции ядерной и Кулоновской амплитуд и вкладе σ -мезона.

Рассмотрим возможные причины противоречия между предсказаниями ДПС и КТВ для разности электрической и магнитной дипольных поляризуемостей [21]. ДПС для этой разности были построены, используя ДС при фиксированном $u = \mu^2$ без вычитания для амплитуды M_{++} (где u -квадрат полной энергии в с.ц.м. кросс-канала Комптоновского рассеяния на пионе).

Основной вклад в эти ДПС для заряженных мезонов дает σ -мезон. Однако, этот мезон учитывается только частично через двухпетлявые диаграммы в современных расчетах в рамках КТВ. Поэтому предсказания для этой разности так сильно отличаются.

В случае разности дипольных поляризуемостей π^0 -мезона большой вклад σ -мезона в вычислениях ДПС сокращается с большим вкладом ω -мезона. С другой стороны, σ -мезон практически не учитывается в расчетах по КТВ, а вклад ω -мезона в этих расчетах очень мал. Поэтому предсказания ДПС и КТВ в этом случае получились близкими.

Рассмотрим методы вычисления вкладов векторных мезонов в рамках ДПС и КТВ. Вклад векторного мезона в амплитуду $M_{++}(s, t)$ может быть записан как:

$$M_{++}(s, t) = \frac{-4g_{\gamma\pi}^2 s}{(m_v^2 - s - i\Gamma m_v)}. \quad (2)$$

В приближении узкой ширины получаем:

$$\text{Im}M_{++}(s, t) = -4\pi g_{\gamma\pi}^2 s \delta(s - m_v^2). \quad (3)$$

В результате вклад векторного мезона в ДПС равен:

$$\text{Re}M_{++}(s = \mu^2, t = 0) = \frac{-4g_{\gamma\pi}^2 m_v^2}{(m_v^2 - \mu^2)}. \quad (4)$$

В случае КТП авторы работ [6] полагают в выражении (2) $s = \mu^2$ и $\Gamma m_v = 0$ и в результате получают:

$$\text{Re}M_{++}(s = \mu^2, t = 0) = \frac{-4g_{\gamma\pi}^2 \mu^2}{(m_v^2 - \mu^2)}. \quad (5)$$

Величина вклада векторного мезона в (5) меньше чем в (4) в m_v^2/μ^2 раз. С точки зрения аналитичности результат (5) может быть получен, если ДС с одним вычитанием при $s = 0$ используется для амплитуды $M_{++}(s, t)$. Однако, в этом случае проявляется дополнительная вычитательная константа $M_{++}(s = 0, t = 0)$, которая не рассматривается в современных вычислениях по КТВ.

Авторы благодарят D. Drechsel, J. Gasser, Th. Walcher и М.А. Иванова за полезные обсуждения. Эта работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-91330.

- [1] L.V. Fil'kov and V.L. Kashevarov, Phys. Rev. C **72**, 035211 (2005).
- [2] H. Marsiske *et al.*, Phys. Rev. D **41**, 3324 (1990); J.K. Bienlein, Crystal Ball Contribution to the 9th Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, San Diego, California, 22-26 March 1992. Proceedings: Photon-Photon Collisions, edited by D.O. Caldwell and H.P. Paar, River Edge, N.Y., Word Scientific, 1992, p.241.
- [3] L.V. Fil'kov and V.L. Kashevarov, Eur. Phys. J. A **5**, 285 (1999).
- [4] A.E. Kaloshin and V.V. Serebryakov, Z. Phys. C **64**, 689 (1994).
- [5] A.E. Kaloshin, V.M. Persikov, and V.V. Serebryakov, Phys. Atom. Nucl. **57**, 2207 (1994).

- [6] S. Bellucci, J. Gasser, and M.E. Sainio, Nucl. Phys. B **423**, 80 (1994); B **431**, 413 (1994).
- [7] J. Gasser, M.A. Ivanov, and M.E. Sainio, Nucl. Phys. **728**, 31 (2005).
- [8] J. Ahrens *et al.*, Eur. Phys. J. A **23**, 113 (2005).
- [9] J. Gasser, M.A. Ivanov, and N.E. Sainio, Nucl. Phys. B **745**, 84 (2006).
- [10] U. Bürgi, Nucl. Phys. B **479**, 392 (1997).
- [11] I. Giller, Ph.D. thesis, Tel Aviv University, (2004).
- [12] S.N. Dymov, V.S. Kurbatov, I.N. Silin, and S.V. Yaschenko, Nucl. Inst. Meth. **A440**, 431 (2000).
- [13] D. Babusci *et al.*, Phys. Lett. B **277**, 158 (1992);
- [14] J.F. Donoghue and B.R. Holstein, Phys. Rev. D **48**, 137 (1993).
- [15] L.V. Fil'kov and V.L. Kashevarov, Phys. Rev. C **73**, 035210 (2006).
- [16] Mark II Collaboration (J. Boyer *et al.*), Phys. Rev. D **42**, 1350 (1990).
- [17] TPC/2 γ Collaboration (H. Aihara *et al.*), Phys. Rev. Lett. **57**, 404 (1986); CELLO Collaboration (H.J. Behrend *et al.*), Z. Phys. C **56**, 381 (1992); VENUS Collaboration (Fumiaki Yabuki *et al.*), J. Phys. Soc. Jap. **64**, 435 (1995); ALEPH Collaboration (A. Heister *et al.*), Phys. Lett. B **569**, 140 (2003); Belle Collaboration (H. Makazawa *et al.*), Phys. Lett. B **615**, 39 (2005).
- [18] J. Bijnens and J. Prades, Nucl. Phys. B **490**, 239 (1997).
- [19] Yu.M. Antipov *et al.*, Phys. Lett. B **121**, 445 (1983).
- [20] T.A. Aibergenov *et al.*, Czech. J. Phys. B **36**, 948 (1986).
- [21] L.V. Fil'kov and V.L. Kashevarov, arXiv:0802.0965 (nucl-th); Proceedings of NSTAR 2007, September 5–8, 2007, Bonn, Germany, p.179.

Модель оболочек лёгких гиперядер с ΛN и $\Lambda N N$ силами и её применение к описанию наблюдаемых гиперядерных γ -линий

В.Н. Фетисов

За последние несколько лет достигнут значительный прогресс в спектроскопии гиперядер 1р-оболочки. В реакциях (K^-, π^-) и (π^+, K^+) на лёгких ядрах идентифицировано около двадцати γ -линий в гиперядрах ${}^7_\Lambda\text{Li}$, ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^{11}_\Lambda\text{B}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{15}_\Lambda\text{N}$ и ${}^{16}_\Lambda\text{O}$ [1]. Начиная с семидесятых [2] и до девяностых годов [3,4] спектры лёгких гиперядер вычислялись в модели оболочек, полагая, что эффективное ΛN взаимодействие описывается только парным потенциалом общего вида

$$V_{\Lambda N} = V(r) + V_\Delta(r)\mathbf{s}_\Lambda\mathbf{s}_N + V_\Lambda(r)\mathbf{s}_\Lambda\mathbf{l}_{\Lambda N}(r) + V_N(r)\mathbf{s}_N\mathbf{l}_{\Lambda N}(r) + V_T(r)S_{12}. \quad (1)$$

При этом, в качестве параметров, определяющих спектр низколежащих уровней в пространстве базисных функций $|s_\Lambda s^4 p^n, \lambda \rangle$, выступают два радиальных интеграла Δ , и T и две константы спин-орбитальной связи S_Λ и S_N [2], соответствующие спин-спиновой, тензорной и спин-орбитальным частям взаимодействия (1). Эти параметры извлекаются из данных по положению уровней в гиперядрах и используются для проверки мезонных и кварковых теорий ΛN взаимодействий.

Эволюция значений параметров за двадцатилетний период весьма драматична. Так, стандартный набор параметров MGDD [3] $\Delta = 0.50$, $S_\Lambda = -0.04$, $S_N = -0.08$, $T=0.02$ (МэВ), пресказывающий энергию дублетного расщепления (ДР) $(2^-, 1^-)$ в ${}^{10}_\Lambda\text{B} \sim 170$ кэВ был заменен набором FMZE [4] $\Delta = 0.30$, $S_\Lambda = -0.02$, $S_N = -0.01$, $T=0.02$, после того как в BNL были установлены пределы на ДР $(2^-, 1^-)$ в ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ и ДР $(3/2^+, 5/2^+)$ в ${}^9_\Lambda\text{Be}$ менее 100 кэВ. Позднее, измерения в КЕК [5] показали неожиданно большую величину 692 кэВ для ДР $(3/2^+, 1/2^+)$ в ${}^7_\Lambda\text{Li}$, зависящего только от Δ , по сравнению с величиной 440 кэВ, полученной с набором FMZE.

Эти противоречия заставили обратить внимание [6] на процесс $\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N$ конверсии, который до того времени не учитывался в модели оболочек, хотя его роль в ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^{4,5}_\Lambda\text{He}$ обсуждается уже давно [7]. Один из способов учёта эффектов $\Lambda\Sigma$ -связи, использованный в [8], состоит в смешивании $V_{\Lambda N, \Sigma N}$ взаимодействием по теории возмущений каждого Λ -ядерного состояния с Σ -ядерными состояниями, расположенными на 80 МэВ выше. К сожалению, структура Σ -ядерных состояний до сих пор почти не изучена и приходится вводить целый ряд приближений. Другая возможность, указанная ещё в работах [6], состоит в переходе от $\Lambda\Sigma N$ конфигурационного пространства в ΛN пространство. Такой приём привлекателен тем, что Σ -ядерные состояния исключаются, а в одноканальном гамильтониане, вследствие $\Lambda\Sigma$ -связи, дополнительно к парным возникают тройные $\Lambda N N$ силы (2π , 3π - обмен) [9], вклад которых можно вычислить в стандартном базисе $|s_\Lambda s^4 p^n, \lambda \rangle$. Этим короткодействующим силам в приближении нулевого радиуса соответствует потенциал

$$V = \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_1)\delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_2)(t + t^s \boldsymbol{\sigma}_\Lambda(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)), \quad (2)$$

с двумя феноменологическими константами t и t^s . Расчёты показывают, что вклад в расщепление уровней дает только спин-зависимая часть потенциала, то есть спектр уровней гиперядра в этой модели (МО5) определяют пять параметров Δ , S_Λ , S_N , T и $G_s =$

$t^s/4\pi^3 3^{5/2} r_0^6$ (осцилляторный параметер r_0 фиксируется по радиусам ядер). В работе [6] из описания свойств ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^{4,5}_{\Lambda}\text{He}$ установлена связь параметра Δ с t^s и r_0 . Если, приняв, следуя работе [10], что вклад $\Lambda\Sigma$ -связи составляет примерно половину ДР ($1^+, 0^+$; ~ 1.1 МэВ) в гиперядрах с $A=4$ ($t^s = 248.8$ МэВ фм⁶), то Δ и G_s можно определить. Остальные параметры S_{Λ} , S_N и T находим по ДР ($3/2^+, 5/2^+$; 43 кэВ) в ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ и двум γ -линиям 6562 кэВ и 6536 кэВ в ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ от М1-переходов $1_2^- \rightarrow 0_{g.s.}^-$ и $1_2^- \rightarrow 1_1^-$ [1] путём диагонализации матриц уровней. Для энергии уровня 2^- в ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ получено соотношение $E(2^-) = 6.176 \text{ МэВ} + (3/2)(S_{\Lambda} - S_N) + (27/5)T$ (не зависит от G_s). Экспериментальное определение энергии уровня 2^- важно для проверки связи между S_{Λ} , S_N и T . Значения параметров МО5 сравниваются с результатами работы [8] (модель оболочек МО $\Lambda\Sigma$) в следующей таблице:

		Δ	S_{Λ}	S_N	T	G_s
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ($r_0 = 1.92$ fm)	МО5	0.234	-0.004	-0.4	0.0399	0.00257
	МО $\Lambda\Sigma$	0.430	-0.015	-0.390	0.030	$\Lambda\Sigma$
${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ ($r_0 = 1.75$ fm)	МО5	0.300	-0.004	-0.399	0.0399	0.00448
	МО $\Lambda\Sigma$	0.430	-0.015	-0.390	0.030	$\Lambda\Sigma$
${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ ($r_0 = 1.70$ fm)	МО5	0.324	-0.004	-0.399	0.0399	0.00533
	МО $\Lambda\Sigma$	0.315	-0.015	-0.350	0.0232	$\Lambda\Sigma$

Из таблицы видно существенное различие величин Δ , особенно в ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, вычисленных в МО5 (малые значения Δ) и МО $\Lambda\Sigma$, что указывает на большой положительный вклад в ДР $\Lambda\Sigma$ -конверсии, реализующейся через тройные силы в МО5. В ДР ($3/2^+, 1/2^+$) в ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ он получается около 50%, а в МО $\Lambda\Sigma$ составляет всего $\sim 12\%$. Возможно это связано с большим числом неучитываемых в МО $\Lambda\Sigma$ Σ -ядерных конфигураций, например, таких как Σ -гиперон в р-оболочке и состояния дипольного гигантского резонанса ядра-остова. Такие возбуждения могут примешиваться к Λ -ядерным состояниям вследствие большого различия глубин одночастичных потенциалов для Σ -гиперона (~ 17 МэВ) и нуклонов (~ 50 МэВ) [11].

Модель МО5 хорошо воспроизводит γ -линии в ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, но даёт, как и модель МО $\Lambda\Sigma$ [8], слишком большое (не наблюдаемое) ДР ($2^-, 1^-$) в ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ около 180 кэВ. По-видимому, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, с не стабильным остовом ${}^9\text{B}$ вероятно большего радиуса, чем у ${}^9\text{Be}$ (только тогда ДР ≤ 100 кэВ в МО5), следет описывать не в оболочечной, а в кластерной модели [12]. Отметим также, что величина S_{Λ} в МО5 оказывается ближе к нулевому значению предсказываемому кварковой моделью [13].

- [1] O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57 (2006) 564.
- [2] A.Gal, J.M. Soper, R.H. Dalitz, Ann. Phys. (N.Y.) 63 (1971) 53.
- [3] D.J. Millener, A. Gal, C.D. Dover, R.H. Dalitz, Phys. Rev. C 31 (1985) 499.
- [4] V.N. Fetisov, L. Majling, J. Žofka, R.A. Eramzhyan, Z. Phys. A 339 (1991) 399.
- [5] H. Tamura et al., Phys. Rev. Lett 84 (2000) 5963.
- [6] В.Н. Фетисов, Письма в ЖЭТФ, 70 (1999) 229; Nucl. Phys. A 691 (2001) 101c.
- [7] B.F. Gibson, A.Goldberg and M.S. Weiss, Phys. Rev. C 8 (1973) 837; J. Dabrowski, Acta Physica Polonica B 6 (1975) 453; A.R. Bodmer and Q.N. Usmani, Nucl. Phys. A 477 (1988) 621.
- [8] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 804 (2008) 84; Nucl. Phys. A 691 (2001) 93c.

- [9] A. Gal, in Proc. of the LAMPF (π, K) Workshop, Los Alamos, Okt. 11-13 1990.
- [10] Y. Akaishi et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 3539.
- [11] H. Bandō, T. Motoba and J. Žofka, Int. J. Mod. Phys., A 5 (1990) 4021.
- [12] K. Arai, Y. Ogawa, Y. Suzuki and K. Varga, arXiv:nucl-th/9604009v1, 9 Apr 1996.
- [13] O. Morimatsu, S. Ohta, K. Shimizu and K. Yazaki, Nucl. Phys. A 420 (1984) 573.

Сечение когерентной фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ по каналу $\alpha + t$ в ядерной фотоэмульсии

Н.Г. Пересадыко, В.Г. Ларионова[†], Ю.А. Александров, С.Г. Герасимов, В.А. Дронов, А.В. Писецкая, Е.И. Тамм[†], В.Н. Фетисов, С.П. Харламов, Л.Н. Шестеркина

Измерены полное сечение и дифференциальное сечение по поперечному переданному импульсу для процесса фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ на α -частицу и тритон (${}^3\text{H}$) во взаимодействиях без разрушения ядер-мишеней и образования заряженных мезонов. Когерентная фрагментация ядер ${}^7\text{Li}$ с импульсом 3А ГэВ/с на α -частицу и тритон ранее наблюдалась в работе [1]. Теоретический анализ полученных экспериментальных данных выполнен в работе [2].

Методика эксперимента

На синхрофазотроне ОИЯИ в пучке ядер ${}^7\text{Li}$ с импульсом 3 ГэВ/с на нуклон была облучена эмульсионная камера, составленная из слоев ядерной фотоэмульсии БР-2, чувствительной к минимальной ионизации однозарядных частиц. Слои эмульсии имеют толщину около 600 мкм и размер $10 \times 20 \text{ см}^2$. При облучении слои фотоэмульсии располагались параллельно направлению пучка так, что пучковые частицы входят в торец эмульсионной камеры и проходят в слое фотоэмульсии вдоль ее длинной стороны. В используемых фотоэмульсиях следы ядер ${}^7\text{Li}$, следы однозарядных и двухзарядных релятивистских фрагментов однозначно определяются визуально по их плотности ионизации. Регистрация взаимодействия ядра ${}^7\text{Li}$ с ядром в фотоэмульсии проводится прослеживанием на микроскопе следа ядра ${}^7\text{Li}$ от входа ядра в фотоэмульсию либо до взаимодействия с ядром фотоэмульсии, либо до выхода следа из слоя фотоэмульсии. Полная длина прослеженных следов используется для определения среднего свободного пробега и сечения реакции. Определение массы релятивистского фрагмента проводится с помощью измерения многократного рассеяния фрагмента на малые углы в фотоэмульсии по отклонениям D следа в горизонтальной плоскости. Связь между средним значением отклонений $\langle |D| \rangle$ и импульсом частицы p для многократного кулоновского рассеяния позволяет определить импульс и массу фрагмента. За ${}^3\text{H}$ -фрагменты принимаются однозарядные частицы с импульсами более 7 ГэВ/с. За фрагменты ${}^4\text{He}$ приняты двухзарядные частицы с импульсами более 10 ГэВ/с. Углы вылета фрагментов относительно первичного направления ядра лития определяются по измеренным на микроскопе пространственным координатам вершины взаимодействия, координатам точек на следе первичного ядра и на следах релятивистских фрагментов.

Поперечное сечение канала ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ на ядрах фотоэмульсии

При прослеживании 548 м следов было зарегистрировано 3730 неупругих взаимодействий ядер ${}^7\text{Li}$, среди которых обнаружено 85 когерентных распадов ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$. По этим результатам средний свободный пробег для канала $\alpha + t$ в фотоэмульсии равен 6,5 м. В фотоэмульсии 1 см^3 содержится $2.85 \cdot 10^{22}$ близких по массе легких ядер (${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$)

и $2.06 \cdot 10^{22}$ тяжелых ядер (Ag и Br). Полное число ядер в 1 см^3 в фотоэмульсии равно $4.91 \cdot 10^{22}$. Поперечное сечение, отнесенное ко всем ядрам фотоэмульсии, определяется отношением числа событий ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ к полному числу ядер фотоэмульсии на прослеженной длине следов:

$$\sigma = 85 / (4.91 \cdot 10^{22} \cdot 0.548 \cdot 10^5) = 31 \pm 4 \text{ мб.}$$

Переданные импульсы в канале ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$

Одной из основных характеристик реакции является импульс, которым обмениваются взаимодействующие ядра. Поперечный импульс P_t при фрагментации по каналу $\alpha + t$ равен сумме поперечных импульсов α -частицы и ${}^3\text{H}$. Считая, что нуклоны сохраняют скорость до взаимодействия, поперечный импульс $p_t(F)$ фрагмента с массой F определяется выражением $p_t(F) = p_0 F \sin \theta$, где $p_0 = 3 \text{ ГэВ/с}$ – импульс нуклона ядра-снаряда и θ – угол вылета фрагмента относительно первоначального направления релятивистского ядра. На Рис.1 приведено дифференциальное сечение $d\sigma/dP_t$ по поперечному импульсу. Значения дифференциального сечения $d\sigma/dP_t$, как и полное сечение, отнесены к полному

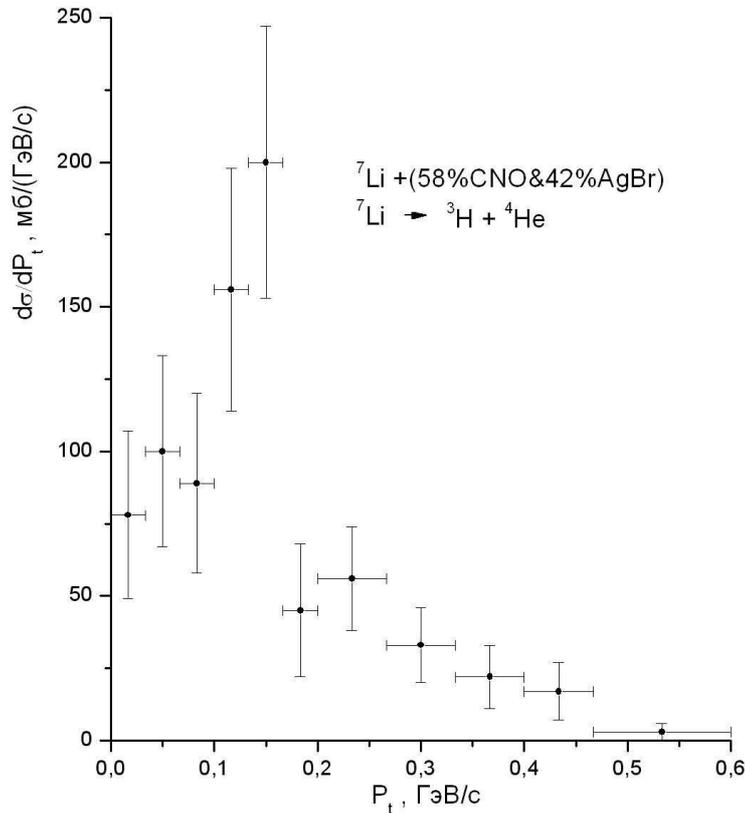


Рис. 1. Зависимость сечения от поперечного переданного импульса P_t .

числу ядер в фотоэмульсии. Указаны статистические ошибки и интервалы гистограммирования. Точность определения поперечного импульса реакции P_t оценивается равной 10 МэВ/с . Значения переданных поперечных импульсов ограничиваются областью до 500 МэВ/с . Дифференциальное сечение по поперечному импульсу имеет максимум вблизи 150 МэВ/с , за которым в области 200 МэВ/с следует резкий спад. Наблюдаемая форма зависимости отличается от плавной зависимости сечения упругого ядро-ядерного рассеяния с главным максимумом в области малых значений P_t . Согласно расчетам [2] сечений

когерентной фрагментации ядра ${}^7\text{Li}$ по каналу $\alpha + t$, основная часть событий ($P_t > 30$ МэВ/с) объясняется ядерным процессом – *кластерной дифракцией* ядра ${}^7\text{Li}$ на лёгких и тяжёлых ядрах фотоэмульсии, а события с переданными импульсами до 30 МэВ/с вызваны *электромагнитным взаимодействием* ядра ${}^7\text{Li}$ с ядрами Ag и Вг. Оценка сечения электромагнитной диссоциации ядра ${}^7\text{Li}$ на α -частицу и тритон на ядрах Ag и Вг по 6 событиям в области импульсов до 30 МэВ/с составляет 5 мб.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 07-02-00871-а.

- [1] M.I. Adamovich, Yu.A. Alexandrov, S.G. Gerassimov, V.A. Dronov, V.G. Larionova, N.G. Peresadko, S.P. Kharlamov, J. Phys. G 30, 1479, (2004).
- [2] Н.Г. Пересадько, В.Н. Фетисов, Ю.А. Александров, В.А. Дронов, В.Г. Ларионова, Е.И. Тамм, С.П. Харламов, Письма в ЖЭТФ, 88, 83, (2008);
В.Н. Фетисов и др., доклад на этой конференции.

Когерентная диссоциация релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ по каналу $\alpha + t$ под действием кулоновского и ядерного взаимодействий

*В.Н. Фетисов, Н.Г. Пересадыко, Ю.А. Александров,
С.Г. Герасимов, В.А. Дронов, В.Г. Ларионова[†],
Е.И. Тамм[†], С.П. Харламов*

Проблема изучения свойств атомных ядер и механизмов реакций под действием кулоновского и ядерного взаимодействий в ядро-ядерных столкновениях имеет более чем полувековую историю [1–4]. В последние годы эти исследования быстро распространяются на область релятивистских энергий [5,6].

Известно, что с ростом энергии, по мере уменьшения дебройлевской длины волны λ налетающей частицы, наряду с кулоновским рассеянием при энергиях порядка сотен МэВ и выше при малых углах $\vartheta \simeq \lambda/R$ (R – размер рассеивающей системы), то есть при малых переданных импульсах Q , становится существенным ядерный дифракционный механизм реакции (аналогичный оптической дифракции), предсказанный ещё в пятидесятых годах прошлого столетия [7–9]. При этом в упругом рассеянии имеет место наложение кулоновского и дифракционного пиков в сечении $d\sigma/dQ$ при малых углах.

Данная работа посвящена *другому мало изученному при релятивистских энергиях классу ядерных реакций - неупругим периферическим процессам, предсказанным ещё в работах [7–9] (классический пример в работах того времени - реакция развала дейтрона на нейтрон и протон)*. Здесь мы изучаем когерентный двухчастичный развал релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ ($P = 3$ А ГэВ/с) на α -частицу и ${}^3\text{H}(t)$ (без разрушения ядра-мишени), впервые наблюдавшийся в ядерной фотоэмульсии [10]. Представлена интерпретация эксперимента на основе кулоновского и ядерного дифракционного взаимодействий и двухкластерной (в этом смысле дейтроноподобной) структуры ${}^7\text{Li}$.

Ядро ${}^7\text{Li}$ и состояния (α, t) -кластеров в непрерывном спектре описываются в потенциальной кластерной модели с запрещёнными принципом Паули состояниями, описанной в работах [11]. Вклад электромагнитного расщепления, вычисленный в формализме Бертулани-Баура [5] для доминирующего E1-перехода, оказывается сосредоточен в области Q менее 50 МэВ/с (линия С на Рис. 1) и составляет не более 15% от полного сечения. Дифракционные сечения для лёгких и тяжёлых ядер эмульсии, вычисленные в кластерном варианте [12] дифракционной теории [7] с кластерными профильными функциями Глаубера в оптическом пределе, показаны на Рис. 2. Они имеют характерную осциллирующую форму с меньшим периодом осцилляций для тяжёлых ядер вследствие их большего радиуса. Наложение двух дифракционных картин от взаимодействий ${}^7\text{Li}$ с группами ядер С, N, O и Ag, Br (линия N на Рис. 1, нормированная с коэффициентом 0.7 на полное экспериментальное сечение 31 ± 4 мб) неплохо воспроизводит наблюдаемую форму сечения, причём кулоновский и дифракционный пики (в отличие от упругого рассеяния) слабо перекрываются. Завышенная величина теоретического сечения возможно связана с использованием плосковолнового импульсного приближения (соударения кластер-ядро) и принятой здесь стопроцентной вероятностью кластеризации в ${}^7\text{Li}$. Рис. 3, на котором показаны сечения для резкой (Рис. 3а) (ступенчатая форма профильной функции [7]) и размытой (Рис. 3б) границ поверхности ядер, демонстрирует высокую чувствительность сечения к форме поверхностного слоя сталкивающихся ядер. Видно, что переход от размытой формы (фермиевского типа с радиусом R и параметром диффузности $a = 0.5$ фм [12]) к ступенчатой ($a \rightarrow 0$) приводит к слишком большим и протяжённым по Q сечениям со множеством осцилляций (Q^{max} – измеренное предельное значение Q [10]).

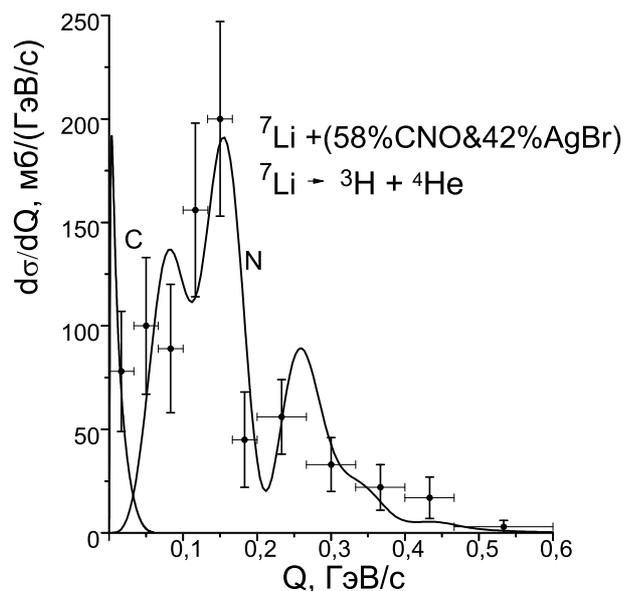


Рис. 1. Экспериментальные данные и теоретические сечения кулоновской (C) и ядерной дифракционной (N) диссоциации ${}^7\text{Li}$.

Результаты работы показывают, что измерения сечений $d\sigma/dQ$ служат наглядным инструментом исследования роли кулоновского и ядерного взаимодействий в процессах фрагментации. Отметим, что наблюдение аналогичной картины развала простейшего ядра - дейтрона затруднительно даже современными методами (а в ядерных эмульсиях просто невозможно) из-за нулевого заряда нейтрона. Поэтому представляет интерес постановка подобных опытов по исследованию сечений кулоновской диссоциации и ожидаемых характерных дифракционных картин на чистых ядрах-мишенях в зависимости от Q в широком диапазоне массовых чисел с использованием счётчиковой методики и пучков ${}^7\text{Li}$ в качестве пробных ядер.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 07-02-00871-а.

- [1] Л.Д. Ландау, Phys. Zs. Sovietun. **1**, 88 (1932), (Собр. трудов №6).
- [2] R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1008 (1947).
- [3] К. Alder and A. Winther, Electromagnetic Excitation (North-Holland, 1975).
- [4] А.Г. Ситенко, Теория ядерных реакций (Энергоатомиздат, Москва, 1983).
- [5] С.А. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep. **163**, 299 (1988).
- [6] Л.С. Ажгирей and Н.П. Юдин, ЭЧАЯ **37**, 1012 (2006).
- [7] А.И. Akhieser and А.Г. Sitenko, Phys. Rev. **106**, 1236, (1957).
- [8] R. Glauber, Phys. Rev. **99**, 1515 (1955).
- [9] И.Я. Померанчук, Е.Л. Фейнберг, ДАН **93**, 439, (1953); Е.Л. Фейнберг, ЖЭТФ **29**, 115, (1955); Е.Л. Фейнберг, И.Я. Померанчук, Suppl. Nuovo Cimento **3**, 652, (1956).
- [10] М.И. Adamovich et al., J.Phys. G **30**, 1479, (2004); Н.Г. Пересадько и др., Письма в ЖЭТФ, **88**, 83, (2008), доклад на этой конференции.

- [11] В.И. Кукулин, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, ЭЧАЯ **10**,1236, (1979); С.Б. Дубовиченко, М.А. Жусупов, Изв. АН КазССР, сер.физ.-мат. №4, 44, (1983).
- [12] В.В. Давидовский, М.В. Евланов, В.К. Тартаковский, ЯФ **69**, 252, (2006).

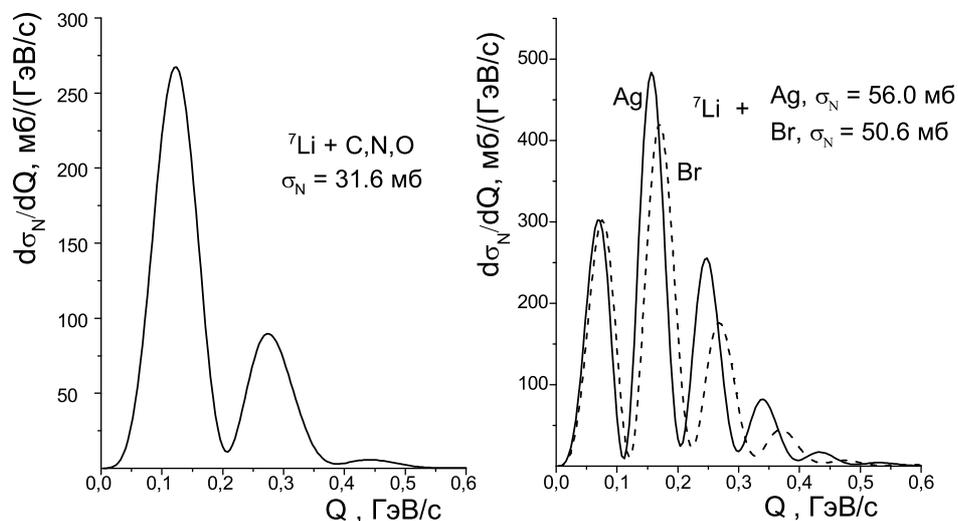


Рис. 2. Дифракционные сечения диссоциации на лёгких и тяжёлых ядрах эмульсии.

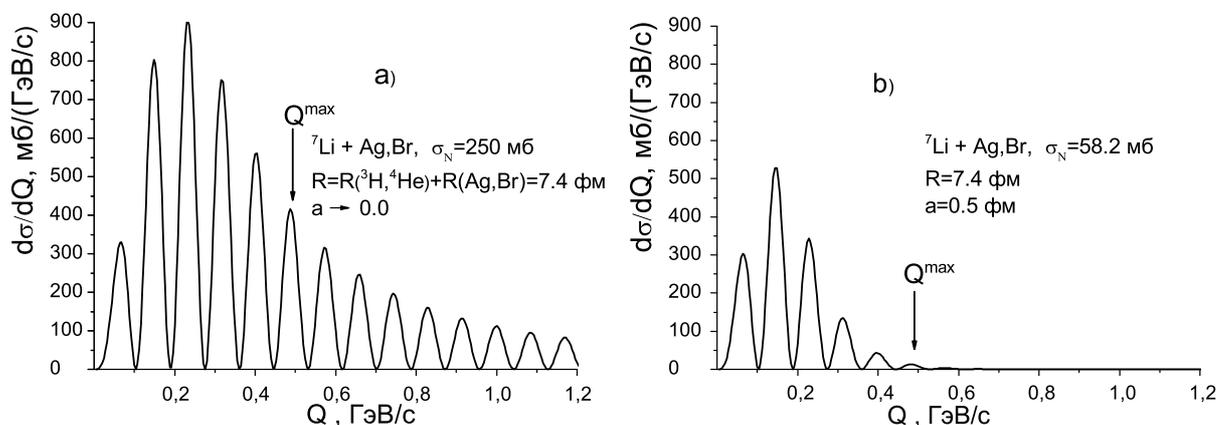


Рис. 3. Дифракционные сечения для ядер с резкой границей поверхности а) и фермиевским распределением б).

Определение скорости центра масс в столкновениях ядер углерода с ядрами неона и меди при энергии 3.66 ГэВ/с

Г.Г. Таран

Одной из основных целей исследования столкновений релятивистских ядер при средних энергиях является расширение наших представлений о свойствах ядерной материи при высокой температуре и высокой барионной плотности, достигаемой в этих столкновениях, в том числе – поиск возможных проявлений образования смешанной фазы ядерной материи. Для этого исследуются инклюзивные характеристики столкновений (множественность, спектры частиц и др.) – для оценки тормозной способности, температуры и степени сжатия ядерной материи; корреляции частиц – для определения прямых и эллиптических потоков и размеров области испускания частиц; флуктуации частиц – для поиска фазовых переходов ядерной материи.

В столкновениях ядер есть эксклюзивная характеристика – скорость центра масс. В столкновениях симметричных пар ядер эта скорость совпадает со скоростью центра масс нуклонов. В столкновениях асимметричных пар ядер эта скорость определяется соотношением числа провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра и ядра мишени, которое всегда отличается от единицы. Определение этого соотношения позволит оценить справедливость геометрических аспектов распространения нуклонов сталкивающихся ядер в различных моделях (fireball, firestreak и др.). Более того, сравнение экспериментальной скорости центра масс с теоретической позволяет получить глобальную оценку достоверности модели.

Совместно с ЛВЭ ОИЯИЭ мы выполняли экспериментальные исследования ядро-ядерных столкновений на синхрофазотроне ОИЯИ в пучке ядер углерода с энергией 3.66 ГэВ/с. Магнитный спектрометр на база 2-х метровой стримерной камеры СКМ200 в магнитном поле 0.8 Т регистрировал столкновения ядер. Стримерная камера, наполненная неоном, с внутренней медной мишенью толщиной 0.2 г/см², управлялась триггером центральных столкновений, который запускал камеру, если в переднем конусе с углом раствора 2.4° отсутствовали заряженные частицы с импульсом более 3 ГэВ/с. Таким образом отбирались столкновения, в которых провзаимодействовали все протоны налетающего ядра углерода. Подробное описание установки приведено в [1].

Просмотр и обработка снимков стримерной камеры проводилась в ФИАНе на просмотрных столах УПС-50/80с помощью шаблонов [2]. Средняя ошибка измерения импульсов составляла 12%, а ошибка измерения углов вылета частиц – около 2°. Были обработаны практически все треки заряженных частиц в 508 столкновениях ядер С и Ne и в 663 столкновениях ядер С и Cu.

Скорость центра масс в лабораторной системе равна

$$v_{cm} = \sum P_i / \sum E_i,$$

где P_i – импульсы частиц, а E_i – полные энергии частиц. Для сравнения с теорией мы использовали быстроту (rapidity)

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln[(1 + v_{cm})/(1 - v_{cm})],$$

форма распределения по которой не зависит от скорости системы отсчета.

Поскольку мы не наблюдали нейтральные частицы, ширины распределений столкновений по скоростям центра масс, полученные нами, могут немного превосходить реальные

величины. Заметим, что средние величины распределений практически совпадают с соответствующей величиной скорости события, полученного суммированием всех треков во всех измеренных событиях (соответственно – 508 событий в столкновениях С и Ne и 663 события в столкновениях С и Cu).

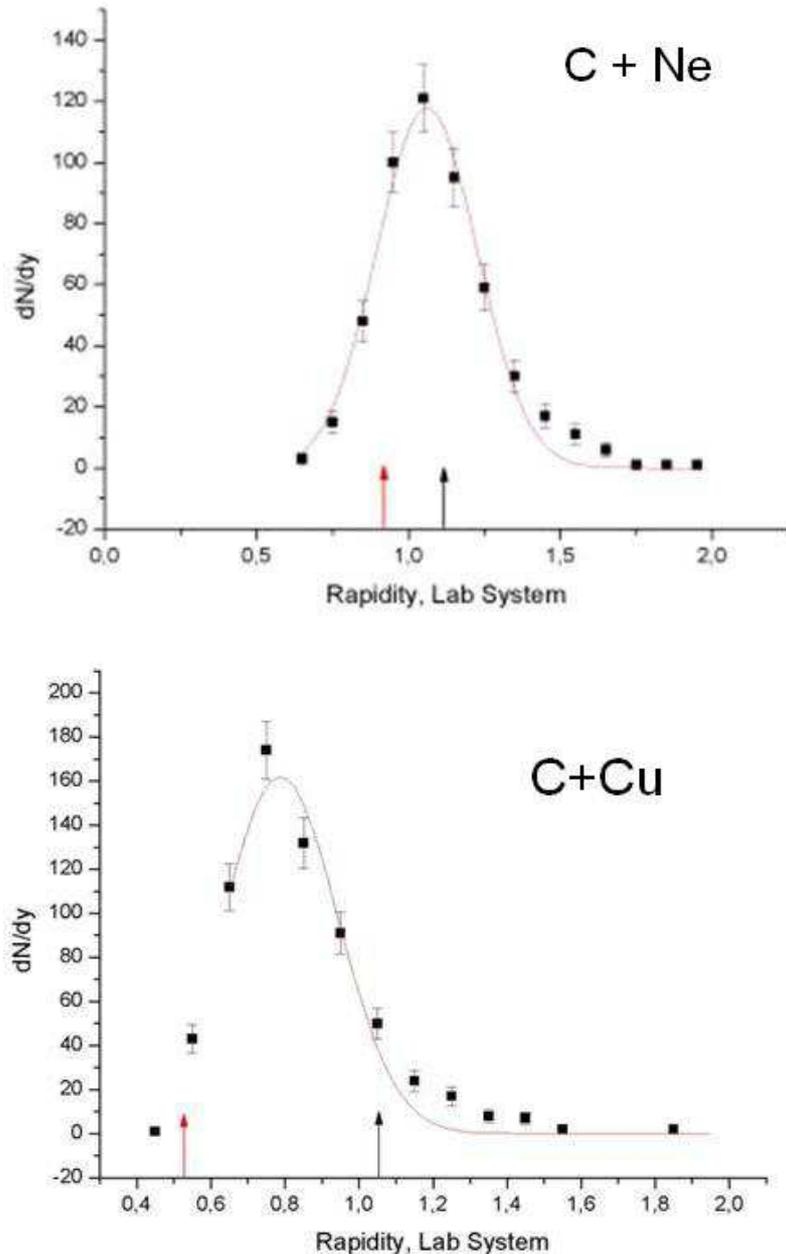


Рис. 1. Распределения по быстроте центров масс в столкновениях ядер C+Ne и C+Cu.

На рис. 1 показаны распределения частиц по быстроте в столкновениях ядер C+Ne и C+Cu. Стрелками показаны быстроты для столкновений с равным числом провзаимодействовавших нуклонов сталкивающихся ядер (обычно ее называют системой нуклон-нуклон) и для столкновений, в которых все нуклоны провзаимодействовали. Как видно, для обеих пар ядер максимумы распределений лежат между этими крайними случаями.

Оба распределения имеют хвосты при больших быстротах, что указывает на недостаточную эффективность триггера, выделяющего центральные столкновения только по регистрации заряженных частиц.

В следующей таблице сравниваются параметры экспериментальных распределений с теоретическими параметрами, полученными в рамках UrQMD модели (см. например, [3]) на сайте ОИЯИ [4] с помощью розыгрыша заданных событий.

	скорость	быстрота	сдвиг быстроты
C+Ne			
эксперимент	0.788 ± 0.012	1.070 ± 0.011	1.191
UrQMD	0.733 ± 0.005	0.935 ± 0.008	
C+Cu			
эксперимент	0.643 ± 0.012	0.788 ± 0.009	1.483
UrQMD	0.543 ± 0.005	0.582 ± 0.006	

Как видно из таблицы, расхождение между экспериментом и теорией наблюдается уже для пары ядер C+Ne и резко возрастает для пары C+Cu. Из этого следует, что вариант модели UrQMD, разработанный в ОИЯИ для малых энергий, переоценивает силу взаимодействия нуклонов сталкивающихся ядер. Отметим, что сдвиг быстроты центра масс в столкновениях асимметричных ядер превосходит сдвиг быстроты в столкновениях симметричных ядер, из чего следует, что в первом случае достигается более высокая степень сжатия и разогрева ядерной материи, хотя и в меньшем объеме.

Средние числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-мишени составляют 14.35 ± 0.25 для ^{20}Ne и 30.7 ± 1.2 для ^{64}Cu . Отсюда получаем, что в C+Ne столкновениях нуклоны ядра углерода испытывают в среднем 1.19 столкновений с нуклонами ядра неона, а в C+Cu столкновениях они испытывают в среднем 2.56 взаимодействий с нуклонами ядра меди.

- [1] M. Anikina et al., JINR Report, E1-84-785, Dubna (1984).
- [2] Г.Г. Таран и др. Препринт ФИАН, Москва (1987).
- [3] S.A. Bass et al., Progr. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225.
- [4] A. Galoyan et al., e-print arXiv: nucl-th/0605039.

Кварк-глюонное строение протона*

А.И. Лебедев

Изучение структуры вещества на предельно малых расстояниях, в частности строения протонов, является важной задачей современной физики. В состав протона входят 3 валентных кварка uud , "море" кварк-антикварковых пар ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ и др.) и глюоны g . Кварки и глюоны, называемые партонами, обладают цветовыми зарядами и удерживаются в адронах цветовыми силами с константой взаимодействия α_s .

Строение протона с успехом исследуется в процессах глубоко неупругого рассеяния электронов или позитронов на протонах (рис. 1) при встречных ep -столкновениях в коллайдере ГЕРА,

$$e + p \rightarrow e + \text{адроны},$$

когда налетающий электрон испускает виртуальный фотон (имеющий квадрат 4-импульса Q^2), который вырывает из протона кварк, несущий долю x импульса протона. Остаток протона и кварк фрагментируют в адроны конечного состояния.

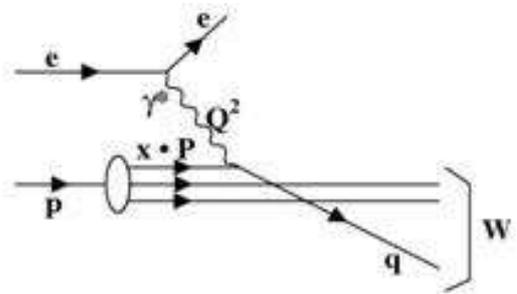


Рис. 1.

Схема расположения ускорителей, накопителей и коллайдера в лаборатории ДЕЗИ приведена на рис. 2, на котором также показаны детекторы коллабораций H1 и ZEUS, расположенных в местах пересечения пучков. Энергии сталкивающихся в коллайдере p - и e -пучков равны 920 ГэВ и 27.6 ГэВ соответственно, что позволило на ~ 3 порядка увеличить доступную для исследований неупругого процесса область кинематических переменным x и Q^2 по сравнению с проводимыми ранее работами. Максимальные значения $Q^2 \sim 10^5$

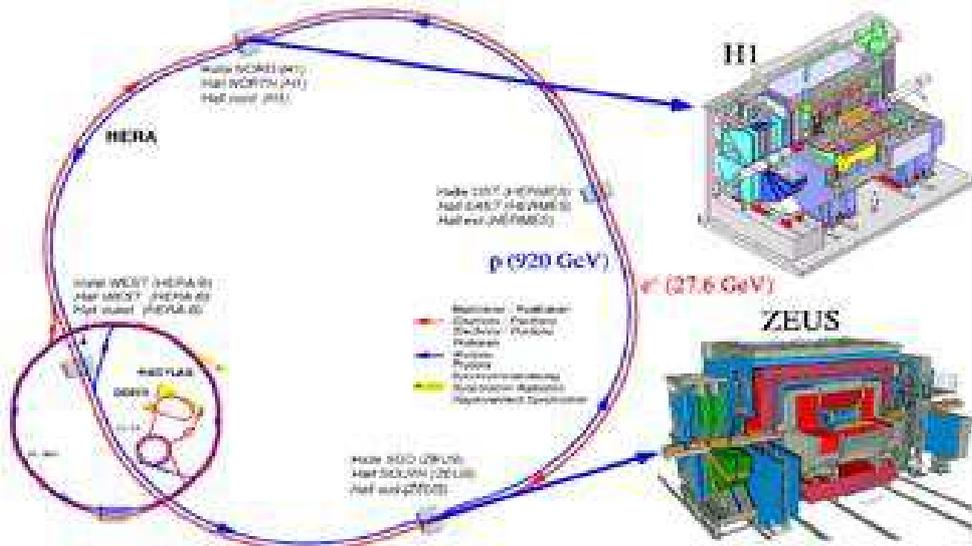


Рис. 2.

*По результатам работ группы ОФВЭ на ep -коллайдере ГЕРА в ДЕЗИ.

ГэВ² позволяют изучать на "супермикроскопе" ГЕРА структуру вещества на расстояниях $\sim 10^{-16}$ см. Полная энергия в системе центра масс достигает $W = 319$ ГэВ. В системе покоя протона энергия электронов близка к ~ 50 ТэВ, что в сотни раз больше энергий, достигнутых на ускорителях с покоящейся мишенью. Светимость ep -столкновений измерялась по числу фотонов тормозного излучения на протоне и составляет $L = 4.5 \cdot 10^{31}$ см⁻²с⁻¹. Точность измерения светимости $\sim 1.5\%$. Суммарная светимость, набранная за годы работы коллайдера 1992–2007 гг. детекторами Н1 и ЗЕВС достигла ~ 1 fb⁻¹.

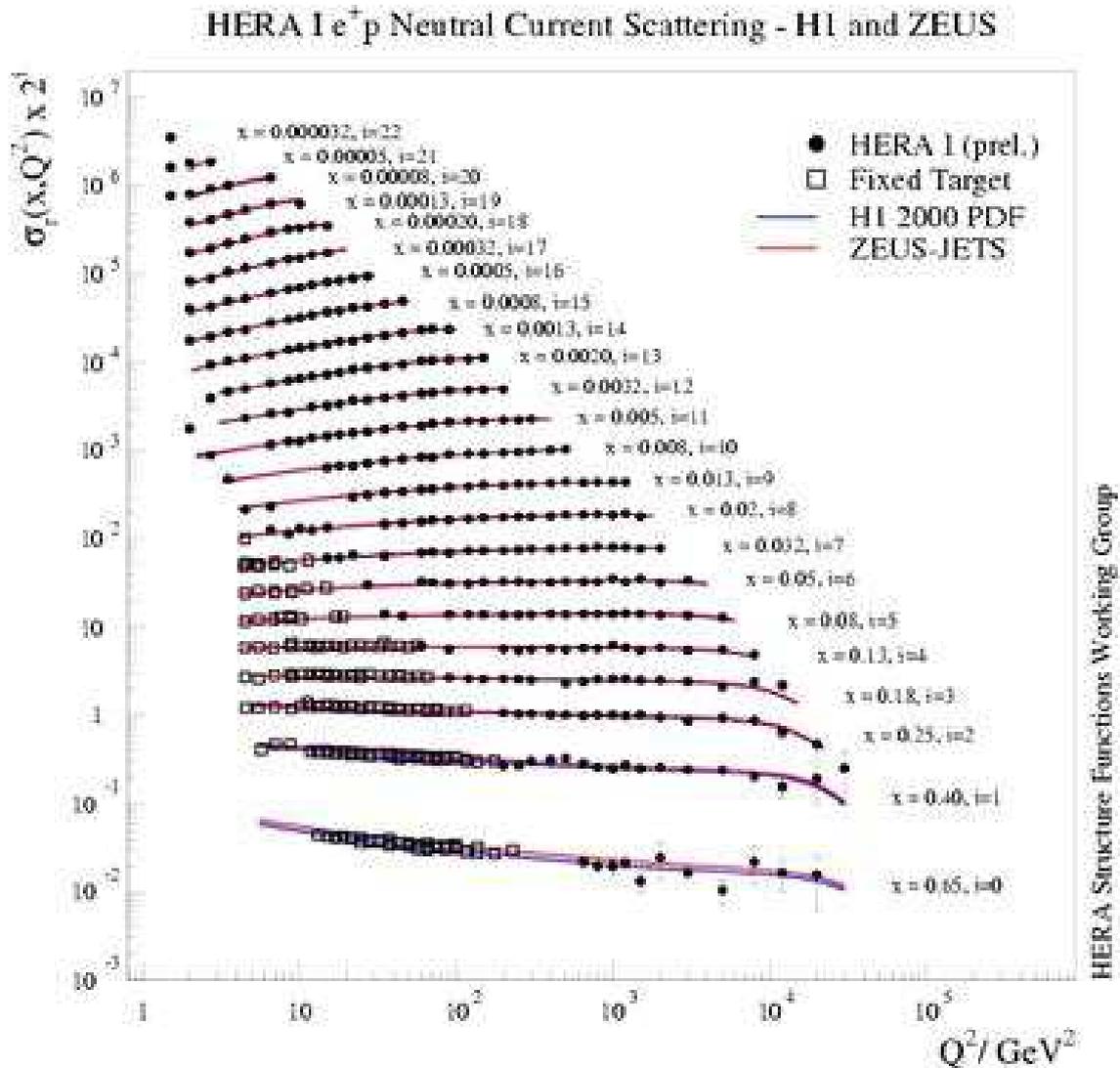


Рис. 3.

Инклюзивное сечение глубоко неупругого рассеяния σ выражается через структурные функции $F_2(x, Q^2)$, которые несут информацию о динамике процесса и о строении протона:

$$d^2\sigma(e^\pm p)/dx dQ^2 \simeq (2\pi\alpha^2/xQ^2)Y_\pm F_2(x, Q^2), \quad Y_\pm = 1 \pm (1 - y).$$

Здесь α – константа электромагнитного взаимодействия; верхний знак соответствует рассеянию на протоне позитрона, нижний – электрона; y – доля энергии e^+ или e^- , переданная виртуальному фотону.

Сечения были измерены в широком интервале значений x и Q^2 : $10^{-5} < x < 1$ и $2 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 10^5 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 3). При $x > 0.1$ они согласуются с открытой еще в 1969

г. масштабной инвариантностью [1] (независимостью отношения σ/σ_T от Q^2 , где σ_T характеризует рассеяние на точечной частице). Однако при малых x был выявлен сильный рост сечения с увеличением Q^2 , причем с уменьшением x эта зависимость становится более сильной. Структурные функции F_2 , полученные из измеренных на коллайдере ГЕРА сечений, также демонстрируют сильный рост при $x \rightarrow 0$ (рис. 4). Это открытое новое явление свидетельствует об обогащении протона партонами при малых x . Оно обусловлено влиянием высших поправок теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД) по константе α_s . Их учет приводит к наблюдаемому росту F_2 и к согласию с экспериментальными данными, что является убедительным подтверждением теории.

Все это позволило провести новое независимое измерение константы α_s и продемонстрировать ее уменьшение с ростом Q в соответствии с асимптотической свободой КХД (Рис. 5). Найденное во всех экспериментах, выполненных на детекторах H1 и ZEUS, значение α_s при $Q = M_Z$ ($M_Z \simeq 91.2$ ГэВ – масса Z -бозона) составляет

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1207 \pm 0.0014(\text{ст}) \pm 0.003(\text{эксп}) \pm 0.002(\text{теор}),$$

что уточняет мировые данные об α_s [2].

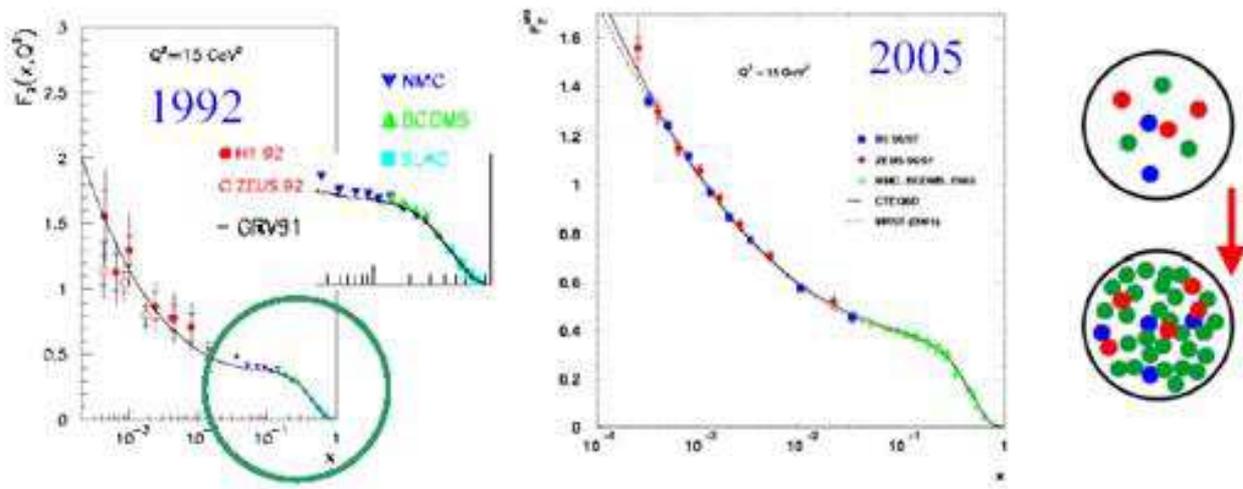


Рис. 4.

Результаты измерения сечений и структурных функций глубоко неупругого рассеяния позволяют найти распределения в протоне кварков и глюонов $f_a(x, \alpha_s)$ ($a = q, \bar{q}, g$) по x при различных Q^2 . В соответствии с теоремой факторизации [3]

$$\sigma = \sum_{a=q,\bar{q},g} \int dx f_a(x, \mu_F, \alpha_s) d\hat{\sigma}_a(x, \mu_F, \mu_R, \alpha_s(\mu_R)) D(x_p, \mu_F, \alpha_s),$$

где суммирование идет по кварковым, антикварковым и глюонным степеням свободы протона, σ_a – предсказание КХД для сечения, D – функция фрагментации кварк-глюонной системы в адроны. Обработка экспериментальных данных о сечениях, использование известных функций D и результатов наиболее последовательных вычислений сечения σ_a позволяет найти функции распределения $x f_a(x)$ при различных Q^2 . Для $Q^2 = 10$ ГэВ² они представлены на рис. 6 [4]. Видно, что при $x > 0.01$ протон проявляет себя как суперпозиция кварковых и глюонных состояний. При $x < 0.01$ глюонная компонента является преобладающей.

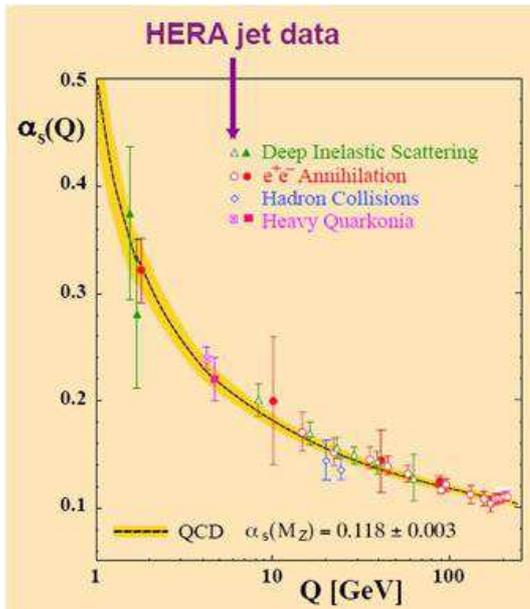


Рис. 5.

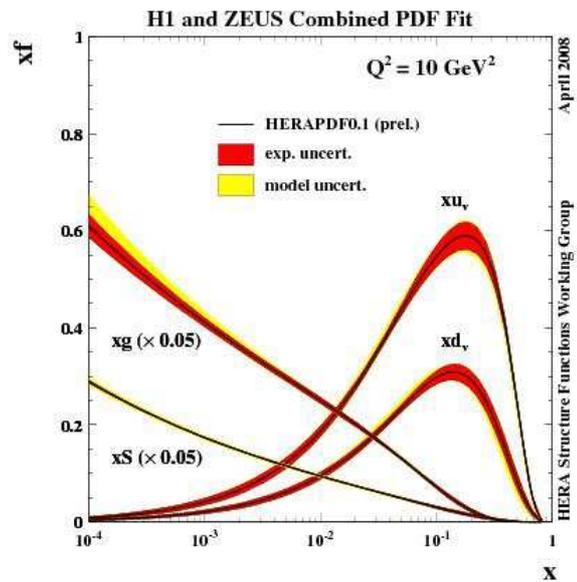


Рис. 6

Таким образом, изучение глубоко неупругого ер-рассеяния на коллайдере ГЕРА дало новую информацию о распределениях кварков и глюонов по x и Q^2 в протоне. Обнаружено, что для $x < 0.01$ протон представляет собой в основном сгусток глюонов; открыто нарушение масштабной инвариантности; установлен аномально быстрый рост функции $F_2(x, Q^2)$ с уменьшением x . Выполнена проверка КХД: учет высших поправок теории возмущений приводит к хорошему описанию экспериментальных данных. С высокой точностью измерена константа α_s .

- [1] T.O. Bloom et al. Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935.
- [2] W.V. Yoo et al. Part. Data Group, J. Phys. G 33 (2006) 1.
- [3] J.C. Collins et al. Perturbative QCD (WS, Singapore, 1989).
- [4] Intern. Conf. High Energy Phys. 2008, Philadelphia, USA.

Коллаборация CMS и участие в её деятельности российских научных организаций*

А.В. Виноградов, С.В. Русаков

История LHC и CMS

В октябре 1990 г. на семинаре в Аахене Карло Руббиа и Джорджио Брианти сообщили о возможности постройки в тоннеле LEP протон-протонного ускорителя на 16 ТэВ (энергия протонных пучков 8 ТэВ) со светимостью 10^{34} см⁻² сек⁻¹. Окончательные параметры Большого Адронного Коллайдера (LHC) были утверждены Советом ЦЕРН в 1994 году:

- длина окружности 26 659 м;
- энергия инжекции 450 ГэВ;
- энергия протонных пучков 7 ТэВ;
- магнитное поле диполей 8,33 Т;
- число диполей 1232 (каждые 15 м);
- число квадруполей 858;
- число фокусирующих магнитов 6208;
- интервал между банчами 25 нсек. Создание LHC было завершено в сентябре 2008 года – спустя 18 лет после предложения и 14 лет после его утверждения. Первый запуск LHC состоялся 10 сентября 2008 г.

Эксперимент CMS – один из крупнейших экспериментов, планируемых на LHC. CMS = Compact Muon Solenoid, многоцелевой детектор весом 12500 тонн и размером 15×15×21 м³, построенный вокруг огромного магнита-соленоида. Российские организации входят в CMS через RDMS (Russia and Dubna Member States). Важнейшие этапы в истории RDMS CMS таковы:

- 5 марта 1992 г. : область интересов CMS, Evian;
- 1 октября 1992 г. : письмо о намерениях CMS, CERN/LHCC 92-3;
- сентябрь 1994 г. : создание коллаборации RDMS CMS, Дубна;
- 15 декабря 1994 г. : технический проект CMS, CERN/LHCC 94-38;
- октябрь 1995 г. : заседание Комитета по научной политике российской государственной программы фундаментальных ядерных исследований, Арзамас-16, Саратов;
- декабрь 1995 г. : план RDMS CMS, CMS Document 96-85;
- 15 марта 1996 г. : предварительный меморандум о договоренности, CMS RRB-D 96-6;
- 22 мая 1996 г. : постановление Правительства РФ №818-п о десятилетнем ежегодном финансировании, начиная с 1997 года;
- 14 июня 1996 г. : протокол РФ–CERN об участии в проекте LHC;
- 14 апреля 1997 г. : протокол ОИЯИ–CERN об участии в проекте LHC;
- 29 апреля 1998 г. : меморандум о договоренности, CMS Document 1998-053.

Первый этап экспериментатора CMS – создание детектора – недавно завершён. Все обязательства RDMS по разработке детектора CMS были выполнены. С этого года начинается новый этап эксперимента – сбор и анализ данных.

*По материалам конференции RDMS CMS, Минск, 14–19 сентября 2008 г.

Физика на Большом Адронном Коллайдере

Стандартная модель (СМ) – хорошо проверенная теория вплоть до энергий ~ 200 ГэВ, но:

- СМ содержит непроверенный сектор – происхождение масс. Почему $M_\gamma = 0$, но $M_Z \simeq 90 \text{ GeV}/c^2$? Хиггсовский механизм или другая физика?
- СМ логически не завершена, т.к. не включает в себя гравитацию. Что дальше - теория суперструн? суперсимметрия? дополнительные пространственно-временные измерения?
- СМ содержит слишком много свободных параметров.

Большой Адронный Коллайдер обеспечивает возможность не только проверить предсказания стандартной модели в новом диапазоне энергий, но и исследовать сигналы о "новой физике" (см. рис. 1, на котором показаны ожидаемые сечения):

- поиски бозона Хиггса в двухфотонных распадах наиболее многообещающи для массового диапазона меньше 200 ГэВ;
- если масса бозона Хиггса больше 200 ГэВ, его можно будет наблюдать в четырехлептонных распадах;
- новые частицы, предсказываемые моделями суперсимметрии, могут наблюдаться в широком диапазоне масс при распадах на частицы СМ;
- исследования рождения димюонов позволят проверить стандартную модель в диапазоне инвариантных масс до 3–4 ТэВ и зарегистрировать сигналы от новых калибровочных бозонов и дополнительных измерений (ТэВная гравитация) и т.д.

Предполагаемая последовательность набора интегральной светимости коллайдера и анализа данных показана на рис. 2.

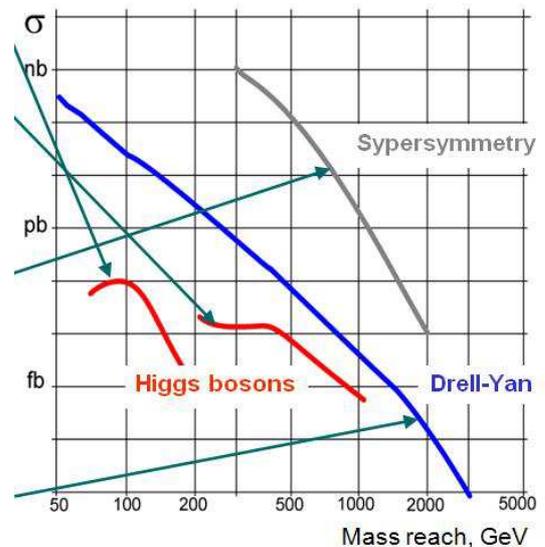


Рис. 1.

Основные научные группы на CMS

Detector Performance Groups (DPG) сосредоточены на вводе детектора в эксплуатацию, его калибровке и регулировке, запуске, контроле качества данных, проверке и анализе работы детектирующих систем.

Physics Objects Groups (POG) отвечают за реконструкцию событий, несущих информацию о физических объектах - кластерах и столкновениях, глобальных треках, вершинах, информацию о типах частиц (идентификация частиц, кинематические переменные), т.е. мюонах, фотонах, струях и т.д., а также о финальных физических объектах – Z , W , ..., и кинематике событий.

Physics Analysis Groups (PAG) планируют проводить окончательный физический анализ - поиск новых физических объектов в реконструированных событиях, исследование отношения сигнала к фону, изучение систематических эффектов, монте-карловское моделирование.

Участие RDMS и ФИАН в физической программе CMS

За последние годы участниками RDMS CMS опубликовано более 100 статей, сделано множество докладов на международных семинарах, конференциях и симпозиумах, в т.ч.

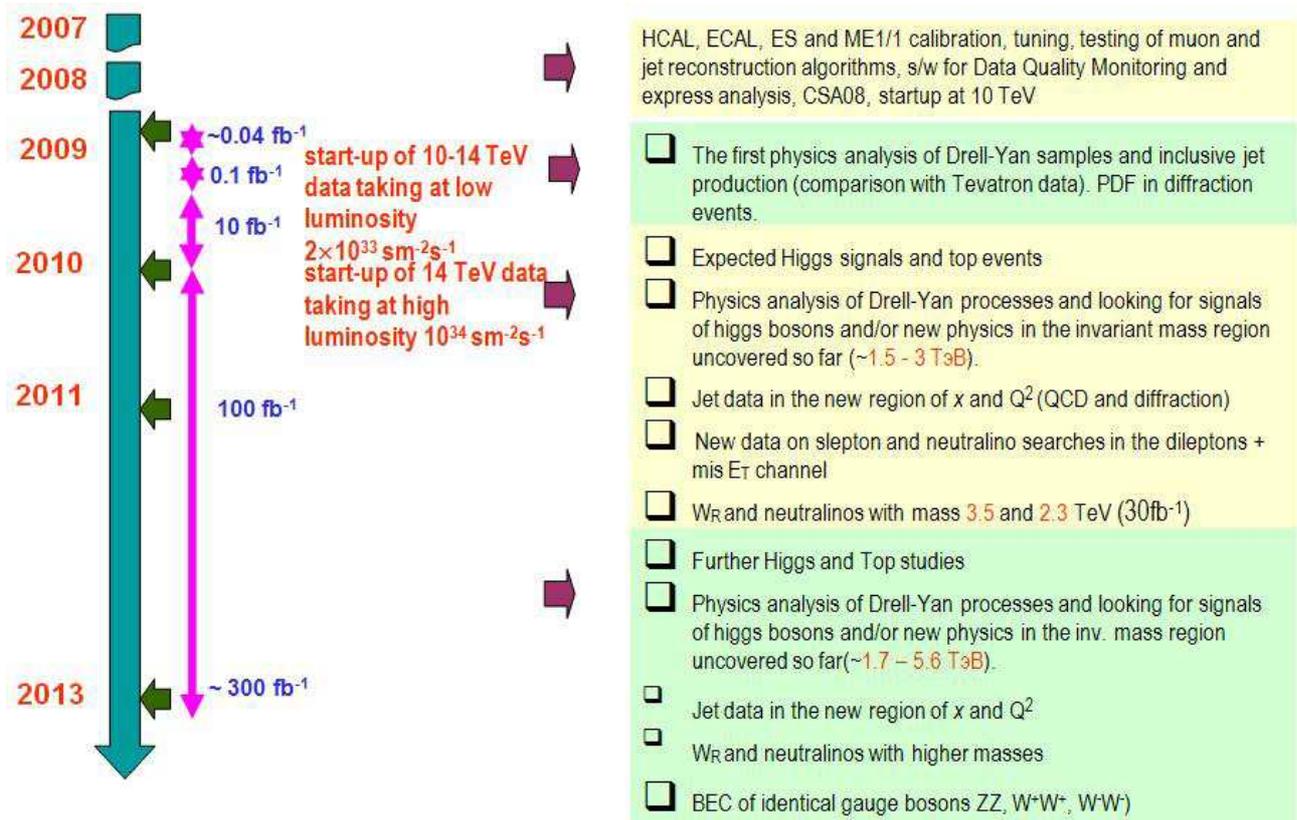


Рис. 2.

более 100 обсуждений на CMS Physics Meetings, более 50 обсуждений на международных конференциях: ICHEP, HCP, NEC и др.

С 1995 года ФИАН входит в сотрудничество пяти институтов России и ОИЯИ для работы в эксперименте CMS. Областью ответственности экспериментальной группы ФИАН-CMS, которая в данный момент практически сформирована и состоит из 11 человек (6 научных сотрудников, 2 аспиранта и 3 дипломника), является электромагнитный кристаллический калориметр. ФИАН принимал деятельное участие на начальном этапе выбора типа калориметра. В настоящее время калориметр собран и находится в экспериментальной зоне детектора CMS. Среди задач группы на ближайшее время:

- освоение особенностей работы на детекторе CMS;
- выполнение обязательной сменной работы на детекторе CMS по набору статистики;
- ознакомление с программным обеспечением, начало моделирования физических процессов и обработки данных на GRID-кластере ФИАН;
- участие в формировании проблемных заданий для программы исследований (совместно с теоретическим отделением ФИАН).

Черенковские глюоны. Модель векторной доминантности

*А.В. Виноградов, И.М. Дрёмин, М.Р. Куракосян (ФИАН),
А.В. Леонидов (ФИАН, ИТЭФ)*

На возможность испускания черенковских глюонов в соударениях ядер при высоких энергиях (энергия в лабораторной системе $< 10^{16}$ eV) указал И.М. Дреммин для объяснения кольцевой структуры некоторых событий в "балонных" экспериментах, нацеленных, главным образом, на изучение состава и спектра космических лучей [1,2]. Позже, в качестве одной из моделей, позволяющих объяснить наличие колец в "тригерных" экспериментах в столкновениях ядер (Au-Au, энергия в центре масс 200 GeV) на ускорителе RHIC, была предложена идея о резонансном рождении черенковских глюонов [3,4,5].

Необходимым условием наличия черенковского излучения в обычной или ядерной среде является превышение показателем преломления значения единицы [6,7]. Существует однозначная связь между реальной частью показателя преломления и реальной частью амплитуды рассеяния "вперед" $F(E, 0^\circ)$ [8]:

$$\Delta n = \operatorname{Re} n - 1 = \frac{8\pi N_s \operatorname{Re} F(E, 0^\circ)}{E^2},$$

где E – энергия фотона (глюона), N_s – плотность рассеивающих центров в среде.

Черенковское излучение имеет место, когда $\Delta n > 0$ или $\operatorname{Re} F(E, 0^\circ) > 0$. Если эти условия выполнены, то угол излучения фотонов (глюонов) в бесконечной среде выражается через n посредством соотношения

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

(для релятивистских партонов $\beta \approx 1$).

Следует отметить, что угол между векторами в трёхмерном пространстве не является релятивистским инвариантом.

В классической электродинамике возбуждение диполей и поляризация атомов электромагнитным полем движущихся в среде заряженных частиц обуславливает превышение показателем преломления единицы в некоторой области частот [9]. Амплитуда рассеяния вперед для глюонов неизвестна. Для определения показателя преломления в отсутствие удовлетворительной модели ядерной среды можно воспользоваться сведениями партонной теории ядро-ядерных столкновений, как основы для развития феноменологической модели [10]. Существует два широко известных факта в теории ядро-ядерных столкновений:

1) В области низких энергий (ГэВ) в сильновзаимодействующей среде формируются заметные резонансы. Их амплитуда хорошо описывается распределением Брейта-Вигнера, которая имеет положительную реальную часть на "низкоэнергичном" крыле. В ядерной среде должны существовать некоторые моды (кварки, глюоны, партоны, резонансы ...), которые могут возбуждаться глюонным полем движущегося партона и излучаться когерентно при $n > 1$.

2) Широко известно также (это следует из эксперимента и дисперсионных соотношений), что реальная часть амплитуды рассеяния становится положительной при очень высоких энергиях (в отличие, скажем, от амплитуды рассеяния в классической электродинамике, которая, как известно, стремится асимптотически к нулю снизу как $-1/\omega^2$ [11]). Для промежуточных значений энергии она, вообще говоря, отрицательна.

Можно ожидать, что сечения взаимодействия кварков и глюонов ведут себя аналогично, так как последние являются переносчиками сильного взаимодействия. Таким образом,

эффект излучения черенковских глюонов должен наблюдаться при низких (порядок энергий от одного до десятка ГэВ) и высоких энергиях (\gtrsim ТэВ) движущихся партонов.

Таким образом, в случаях, когда значение показателя преломления в ядерной среде превышает единицу можно, в полной аналогии с соответствующим распределением для фотонов, ожидать кольцеобразного распределение адронов в направлении, перпендикулярном первичным партонам.

В экспериментах на ускорителе RHIC (события наблюдались при столкновениях ядер золота с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 200$ GeV) была замечена кольцевая структура распределения по множественности частиц, индуцированных первичными партонами, вылетевшими под углами близкими к 90° (большие p_T) [12-17]. Суть эксперимента состояла в том, что одновременно производились измерения множественности как частиц, рожденных партоном проходящим через толщу ядерного вещества, так и частиц, рожденных партоном, вылетевшим в противоположном направлении и не прошедшим сквозь ядро золота. Тот факт, что кольца не наблюдались в столкновениях протонов и в распределении частиц, рожденных партоном, не прошедшим сквозь ядро, указывает на возможность объяснения явления коллективными эффектами в ядерном веществе. Рисунок 1 иллюстрирует эксперименты, произведенные в рамках коллабораций STAR и PHENIX соответственно.

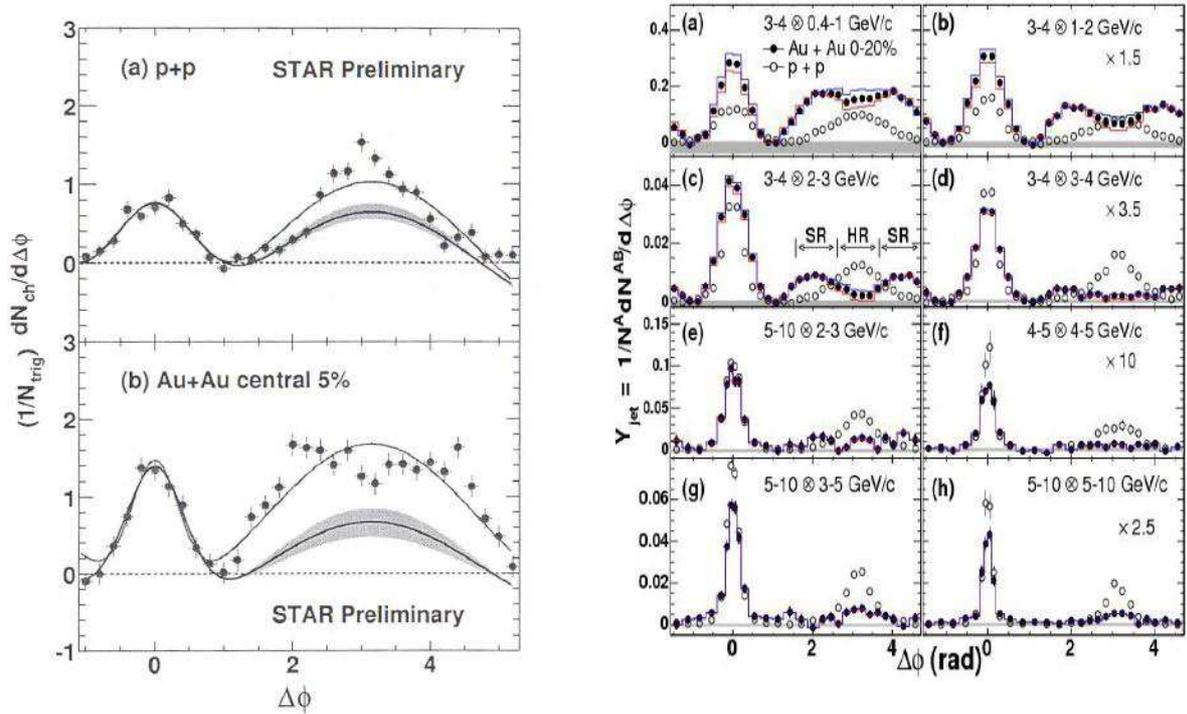


Рис. 1. $\Delta\phi$ -распределение частиц по разности полярного угла в плоскости перпендикулярной оси столкновений, наблюдавшееся при столкновениях протонов и ядер золота на ускорителе RHIC в рамках коллабораций STAR и PHENIX соответственно.

В качестве параметров среды можно рассматривать действительную и мнимую часть диэлектрической проницаемости, ϵ_1 и ϵ_2 . Угловое распределение черенковского излучения в среде с дисперсией определяется выражением [18]:

$$\frac{1}{w} \frac{dW}{dz dw d\phi d\cos\theta} = \frac{4\alpha_S C_V}{\pi} \frac{\cos\theta(1 - \cos^2\theta)\Gamma(w)}{(\cos^2\theta - \mu(w))^2 + \Gamma^2(w)},$$

где θ, ϕ – полярный и азимутальный угол относительно направления первичного партона

соответственно,

$$\mu(w) = \frac{\epsilon_1(w)}{\epsilon_1^2(w) + \epsilon_2^2(w)},$$

$$\Gamma(w) = \frac{\epsilon_2(w)}{\epsilon_1^2(w) + \epsilon_2^2(w)}.$$

Далее предположив, что часть глюонов обращается в пионы через промежуточный векторный мезон ρ можно грубо оценить параметры среды, а также энергию первичного глюона и отношение количества пионов, образовавшихся в результате распада ρ к полному числу пионов. Оценка параметров представлена в Таблице 1.

Experiment	θ_{\max} , rad	ϵ_1	ϵ_2	E_ρ , GeV	ν
STAR	1.04	3.5	1.1	1.4	0.48
PHENIX	1.27	10	1.5	2.3	0.51

Таблица 1.

- [1] И.М. Дремин, Письма в ЖЭТФ 30, 140 (1979).
- [2] И.М. Дремин, Ядерная Физика 33, 726 (1981).
- [3] I.M. Dremin, Nucl. Phys. A 767, 233 (2006).
- [4] I.M. Dremin, Nucl. Phys. A 785, 369 (2007).
- [5] I.M. Dremin, J. Phys. G 34, N9 (2007).
- [6] И.Е. Тамм, И.М. Франк, Доклады АН СССР 14, 109 (1937).
- [7] И.Е. Тамм, Журнал Физика СССР 1, 439 (1939).
- [8] M. Goldberger and K. Watson, Collision Theory (John Wiley and Sons, 1964).
- [9] Р.П. Фейнман, Р.Б. Лейтон, М. Сандс. Фенмановские Лекции по Физике, т.3 (Едиториал УРСС, 2004).
- [10] I.M. Dremin, Cherenkov Gluons (Predictions and Proposals).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика, т.8, Электродинамика сплошных сред (Москва, Наука 1982).
- [12] STAR Collab. (J. Adams et al.), Phys. Rev. Lett. 95, 1523001 (2005).
- [13] STAR Collab. (J.G. Ulery et al.), Nucl. Phys. A 783, 511 (2007).
- [14] STAR Collab. (C.A. Pruneau et al.), nucl-ex/0703006.
- [15] PHOENIX Collab. (S.S. Adler et al.), Phys. Rev. Lett. 97, 052301 (2006).
- [16] PHOENIX Collab. (A. Adare et al.), arXiv:0705.3238.
- [17] N.N. Ajitanand, nucl-ex/0609038.
- [18] V.M. Grichine, Nucl. Instr. Meth. A 482, 629 (2002).

Исследование рентгеновского поляризованного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллах

*А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов (БелГУ),
В.И. Сергиенко, В.А. Хабло (ФИАН)*

Поляризованное тормозное излучение (ПТИ) возникает в процессе взаимодействия быстрой заряженной частицы с электронной оболочкой атома [1,2]. В результате происходит динамическая поляризация оболочки и кулоновское поле этой частицы рассеивается атомными электронами. ПТИ обладает большим эффективным прицельным параметром столкновения частицы с атомами, сравнимым с размером атома. Поэтому характеристики ПТИ существенно зависят от характера взаимного расположения атомов среды и от междоатомных корреляций. В данном докладе речь идет о совместной работе, выполняемой ФИАН и Белгородским госуниверситетом, целью которой является теоретическое и экспериментальное исследование рентгеновского ПТИ в наиболее распространенной и наименее изученной поликристаллической среде.

Измерения были выполнены на установке, созданной на микротроне Физического института. Электронный пучок с энергией 7 МэВ формировался магнитооптическим каналом и направлялся в вакуумную камеру, в которой располагалась мишень. В качестве мишеней использовались поликристаллические фольги алюминия толщиной 8,5 мкм, меди толщиной 15 мкм и никеля толщиной 15 мкм, расположенные под углом 45° к оси пучка. Рентгеновское излучение из мишени, выходящее в переднюю полусферу, регистрировалось в акцептансе $1.5 \cdot 10^{-6}$ стерадиан неохлаждаемым кремний-литиевым PIN-детектором с энергетическим разрешением порядка 200 эВ в измеряемой области спектра. В процессе набора данных одновременно измерялось число рентгеновских фотонов в каждом канале спектра и число электронов, прошедших через мишень.

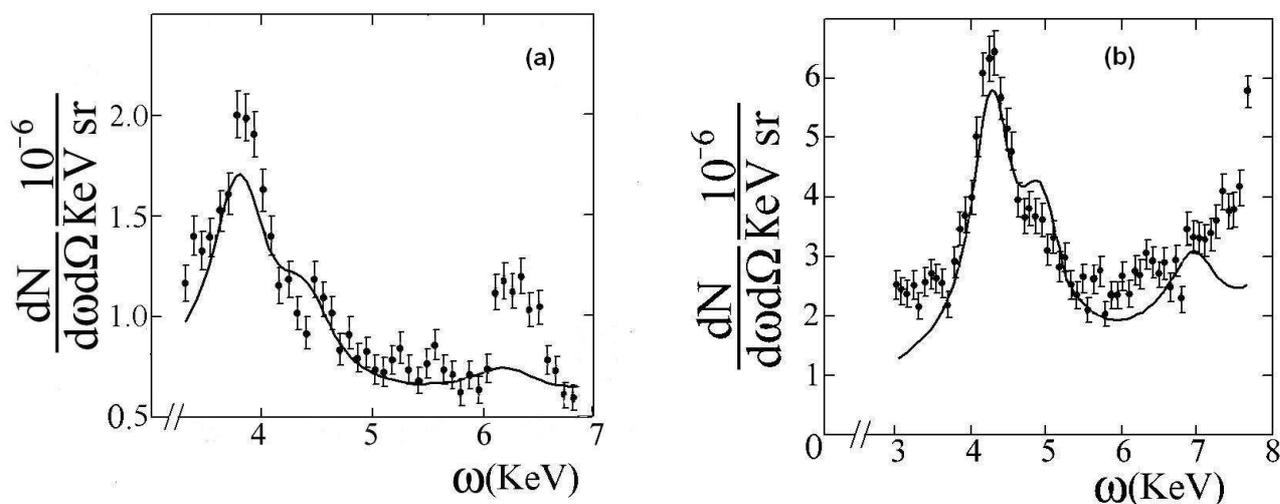


Рис. 1. Спектры ПТИ из алюминия (а) и меди (б) под углом 90°.

На рис. 1а и 1b представлены абсолютные значения спектров ПТИ соответственно из алюминия и меди, измеренные и рассчитанные под углом 90° градусов к оси электронного пучка [3]. Ошибки статистические. Интерпретация результатов измерений проводилась на основе модели ПТИ релятивистских электронов в поликристалле. В рамках этой модели поликристалл рассматривается как ансамбль случайно ориентированных микрокристаллитов достаточно большого размера, так чтобы в каждом из них реализовался процесс брэгговского рассеяния кулоновского поля быстрой заряженной частицы. В поликристалле происходит очень сильное подавление некогерентной составляющей ПТИ, в результате чего спектр представляет собой набор когерентных пиков, аналогичных пикам Дебая–Шерера в рассеянии рентгеновских лучей в порошках. Теоретический расчет спектров выполнен с использованием спектрально-углового распределения ПТИ [4] и представлен на рисунках сплошными линиями. Видно, что наблюдается согласие теоретических расчетов и экспериментальных измерений как по амплитуде когерентных пиков, так и по их положению. Такое же согласие теории с экспериментом получено и на поликристалле кремния.

В спектре ПТИ значение угла измерения определяет положение когерентных пиков. Это крайне важно для идентификации пиков, поскольку в измеренных спектрах обычно проявляется много пиков, имеющих различную природу. Например, очень часто присутствуют пики характеристического излучения атомов мишени и элементов конструкции установки, положение которых не зависит от угла. Следующим необходимым этапом исследований является количественные измерения зависимости положения и формы когерентных пиков в аспектре ПТИ от угла измерения и сравнение их с расчетными.

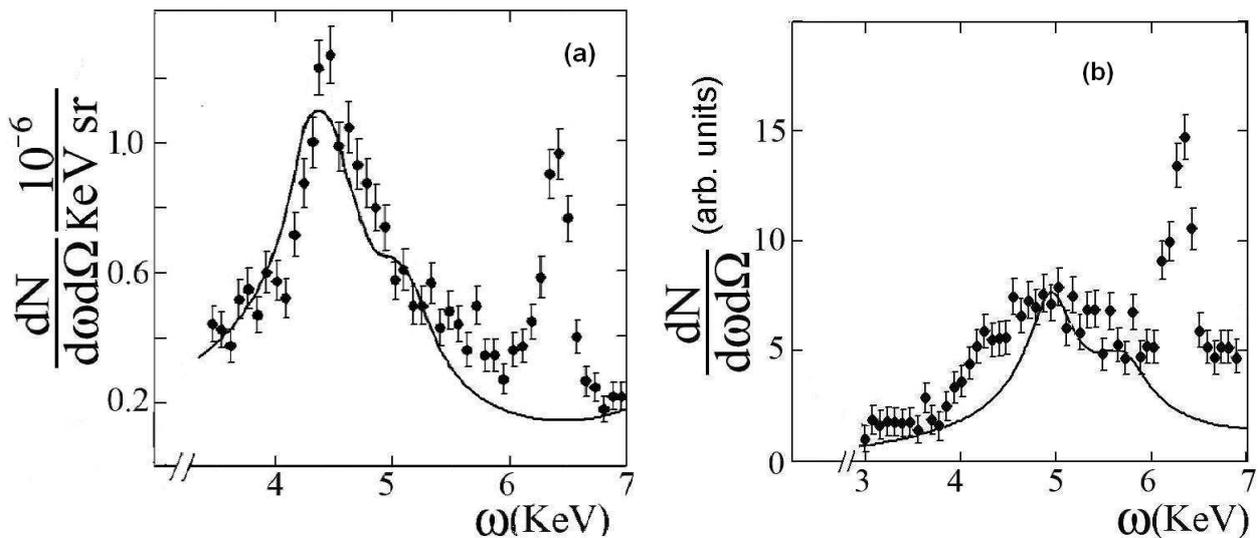


Рис. 2. Спектры ПТИ из алюминия (а) и меди (b) под углом 75° .

Спектры ПТИ из алюминиевой и медной мишеней, измеренные под углом 75° , показаны на рис. 2а и 2b [5]. Здесь же приведены теоретические кривые, рассчитанные на основе общей формулы для спектрально-углового распределения ПТИ релятивистских электронов в поликристалле. Кривые учитывают также поглощение фотонов в мишени. На рис. 2а выделяется когерентный пик ПТИ, который сдвигается с $3,78$ КэВ при угле 90° до $4,44$ КэВ при значении угла 75° . На рис. 2b небольшое искажение в относительно измеренный спектр ПТИ вносит не совсем подавленный пик с энергией $4,3$ КэВ, который имеет аппаратное происхождение, связанное с рентгеновским детектором. Тем не менее, сдвиг основного когерентного пика ПТИ с $4,27$ КэВ (90°) до $4,95$ КэВ (75°), следующий из полученных данных, находится в согласии с теоретическими предсказаниями. Также наблюдается хорошее согласие измеренных и рассчитанных спектров как по положению,

так и по абсолютной величине выхода ПТИ. В спектрах присутствует в качестве фона характеристический пик железа в области энергии 6,4 КэВ, образовавшийся из-за попадания электронов пучка на стенки и детали мишенной камеры. Измерения под углами 90° и 75° были выполнены на двух разных по конструкции камерах мишени. Этим объясняется разные по амплитуде пики железа.

Приведенные результаты показывают возможность идентификации когерентных пиков ПТИ по их положению в спектрах в зависимости от угла измерения и согласие экспериментальных данных и теоретической модели ПТИ, развиваемой с участием авторов данной работы. Используемая схема не требует трудоемких экспериментов и позволяет рассчитывать на развитие нового метода диагностики поликристаллических материалов, основанного на измерении характеристик когерентной составляющей ПТИ [6].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (грант № РНП.2.1.1.3263) и фонда РФФИ (грант РФФИ № 07-02-12226-офи).

- [1] Цытович В.Н., Ойрингель И.М. (ред.). Поляризованное тормозное излучение частиц и атомов. Москва, Наука, 1987.
- [2] Король А.В., Лялин А.Г., Соловьев А.В. Поляризованное тормозное излучение. Спб. Изд. Спб ГПУ. 2004.
- [3] Астапенко В.А., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Полянский В.В., Похил Г.П., Сергиенко В.И., Хабло В.А. Письма в ЖЭТФ 84 (2006) 341–344.
- [4] Nasonov N. Nucl. Instr. Meth. B 145 (1998) 19–24.
- [5] Гостищев Н.А., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Полянский В.В., Сергиенко В.И., Хабло В.А. Письма в ЖТФ 34 (2008) 78–82.
- [6] В.А. Астапенко, Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, А.С. Кубанкин., Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко, В.А.Хабло. Известия РАН, Серия физическая 72 (2008) 926–929.

Канал синхротронного излучения электронного ускорителя ФИАН "Пахра"

В.И. Алексеев, Е.Г. Бессонов, В.И. Сергиенко

Введение

Синхротрон "Пахра" является источником синхротронного излучения, спектр которого расположен в диапазоне от рентгеновской до оптической области включительно. В работе описана оптическая схема канала для вывода синхротронного излучения ускорителя "Пахра".

Синхротронное излучение электронов, ускоряемых в циклических ускорителях, обладает совокупностью свойств, которые делают его незаменимым при исследовании в различных областях естественных наук. Наиболее ценными свойствами синхротронного излучения являются непрерывный спектр от видимой до рентгеновской области, большая интенсивность, резко выраженная направленность и высокая степень поляризации. Наличие строгой теории синхротронного излучения позволяет в каждом конкретном случае проводить оценки большинства его параметров.

Синхротрон "Пахра" характеризуется следующими параметрами: максимальная энергия ускоренных электронов $E = 1.3$ ГэВ; радиус кривизны в магнитном поле $R = 4.0$ м; число прямолинейных промежутков 4; длина прямолинейного промежутка $L = 1.9$ м; интенсивность пучка 10^{12} эл/сек.

В работе [1] были обсуждены возможные направления использования синхротронного излучения ускорителя "Пахра" в исследованиях, относящихся к спектроскопии твердого тела, молекулярной физике, биологии, фотохимии, взаимодействия вакуумного ультрафиолета с веществом, калибровки и эталонирования аппаратуры.

В работах [2,3] приводится описание выведенного в первый экспериментальный зал канала синхротронного излучения синхротрона "Пахра" и созданной на нем спектрометрической установки для исследования взаимодействия вакуумного ультрафиолета с веществом в широком диапазоне температур, начиная с гелиевых.

В силу необходимости проведения работ по выводу электронного пучка в первый экспериментальный зал канал синхротронного излучения и установка были разобраны. В настоящее время был разработан и создан канал синхротронного излучения во второй экспериментальный зал.

Канал синхротронного излучения

Синхротронное излучение (СИ) пучка электронов выводится через окно в камере ускорителя диаметром 50 мм, находящееся на расстоянии 1.2 м от точки излучения. К окну присоединен вакуумный светопровод (канал), который обеспечивает непосредственное соединение вакуумной камеры ускорителя с рабочим объемом экспериментальной установки пользователя СИ. Рабочий вакуум в камере ускорителя 10^{-4} Па. Общее требование ко всем каналам на синхротронах и накопителях – это надёжная защита вакуума источника СИ. Поэтому степень откачки канала в его начальной части должна соответствовать рабочему вакууму источника. При применении дифференциальной откачки давление на выходе канала может быть существенно ниже.

Канал выполнен из трубы из нержавеющей стали диаметром 100 мм, длина канала 15 м. Канал имеет безмасляную дифференциальную откачку и состоит из трех секций: первая секция с магниторазрядными насосами НМД-0.25, третья с насосом НМД-0.4. Оба конца

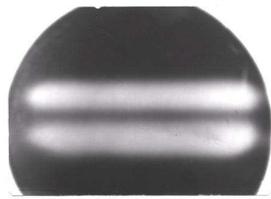


Рис. 1. Фотография выходного окна камеры ускорителя, определяющая центр пучка СИ.

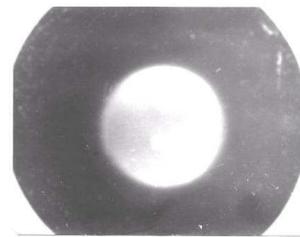


Рис. 2. Фотография пучка СИ на выходе канала.

канала закрыты шиберами. На конце канала, соединенного с вакуумной камерой ускорителя установлен аварийный шибер с временем срабатывания 0.1 сек, обеспечивающий разделение канала и вакуумной камеры ускорителя при аварийном нарушении вакуума в канале.

Канал установлен на стойках, каждая из которых имеет юстировочный механизм, позволяющий перемещать канал в вертикальном и горизонтальном направлениях.

В результате юстировки ось канала должна быть выставлена по касательной к орбите пучка электронов. Юстировка канала осуществлялась по лучу лазера, который выставлялся по центрам изображений луча СИ на фотографиях. Для повышения точности провески лазерного луча было использовано то обстоятельство, что при установке прозрачного стекла на окно камеры ускорителя через несколько дней работы синхротрона на стекле образуется темная горизонтальная полоса. Она возникает вследствие поляризации остаточных паров масла под действием жесткого СИ, которое с хорошей точностью определяет центр пучка СИ. Темная полоса имеет резкие границы, поэтому её фотография даёт возможность более точно определить центр пучка СИ. На рис.1 показана фотография темной полосы на выходном окне камеры ускорителя.

В протяженном канале для обеспечения нормальной работы спектрального прибора его необходимо защитить от рассеянного света, возникающего при отражении СИ от внутренних стенок канала. Для подавления рассеянного света, чтобы по всей длине канала луч СИ не касался внутренних стенок, диаметр входной диафрагмы должен быть выбран 7мм. Однако такой малый размер входной диафрагмы приведет к значительным потерям интенсивности. Кроме того, нельзя исключать возможные неточности при привеске оси канала, поэтому диаметр входной диафрагмы желательно иметь не менее 20мм.

Для подавления рассеянного света при таком диаметре входной диафрагмы на входе каждой секции канала были установлены пакеты диафрагм. На рис.2 показана фотография пучка СИ на выходе канала при наличии пакета диафрагм. Видно, что фотография пучка имеет резкие границы, что говорит об отсутствии рассеянного света.

- [1] Алферов Д.Ф., Беловинцев К.А., Келдыш Л.В., Михайлин В.В., Тамм Е.И., Черенков П.А. Синхротронное излучение электронного ускорителя ФИАН "Пахра" и возможные направления его использования - Препринт ФИАН № 22, Москва, 1975г. 30с.
- [2] Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение – теория и эксперимент - Энергоатомиздат, Москва, 1986г., с. 190-192.
- [3] Алексеев В.И., Беловинцев К.А., Иванов С.Н., Кравченко А.И., Михайлин В.В. Установка для ВУФ спектроскопии на синхротроне "Пахра" - Препринт ФИАН №3, Москва, 1982, 17с.

Экспериментальное исследование когерентного переходного излучения релятивистских электронов в двугранном угле

А.В. Серов

Наиболее полно как теоретически, так и экспериментально исследован случай, когда излучение генерируется при пересечении релятивистской заряженной частицей плоской поверхности. Свойства переходного излучения позволили создать детекторы, которые определяли не только факт прохождения частицы, но и ее энергию.

Изучение переходного излучения в тех случаях, когда у радиатора более сложные поверхности раздела показало, что изменение формы границы добавляет новые особенности к свойствам переходного излучения и расширяют возможности его использования в различных приложениях. Переходное излучение частиц в двугранном угле также имеет некоторые особенности. При такой форме радиатора распределения интенсивности более чувствительны к положению точки перехода на поверхности радиатора и к направлению движения частицы, чем излучение возбуждаемое при пересечении плоской поверхности. Изменение положения точки перехода в двугранном угле изменяет спектр излучения, наблюдаемого под заданным углом. Кроме того, уменьшение угла раствора радиатора приводит к увеличению интенсивности переходного излучения и к изменению направления под которым излучается максимальная интенсивность.

Приведены результаты измерений углового распределения интенсивности переходного излучения в том случае, когда в качестве радиатора используется двугранный угол. Измерялись распределения интенсивности излучения при различных растворах двугранного угла и различных положениях радиатора относительно направления движения электронов.

Схема эксперимента приведена на рис.1. Ось z направлена вдоль траектории частиц, а ось x лежит в горизонтальной плоскости и перпендикулярна направлению движения частиц. Для генерации излучения использовались электронные сгустки микротрона на энергию 7.4 МэВ. Электроны выводились из микротрона в через фольгу F на фланце. За фланцем располагался радиатор U, выполненный в виде двугранного угла. Радиатор изготовлен из алюминиевой фольги нанесенной на майларовую пленку. Положение радиатора относительно выходного фланца микротрона и угол раствора радиатора α можно было изменять. Излучение регистрировалось приемником D, содержащим кремниевый точечный диод Д-407 и усилитель. Приемник можно было дистанционно перемещать в горизонтальной плоскости. Это позволяло измерять зависимости распределения интенсивности излучения I от угла наблюдения θ .

Измерения проводились на длине волны ≈ 8 мм. При падении на радиатор сгусток имел радиальный размер 10 мм, вертикальный размер 3 мм, длину 8 мм. Следует отметить, что при таких соотношениях между длиной волны и размерами сгустка основной вклад в мощность, излучаемую на длине волны 8мм, вносит когерентная составляющая излучения. Поскольку грань радиатора пересекает не одна частица, а протяженный сгусток, частицы которого имеют разброс по энергии и по направлению движения, распределение результирующего излучения отличается от распределения излучения одиночного заряда. В рассматриваемом случае интерференция излучения частиц приводит к тому, что ширина углового распределения интенсивности меньше ширины распределения излучения одиночной частицы, и в распределении интенсивности появляются дополнительные максимумы. При энергии 7.4 МэВ максимум излучения одиночной частицы наблюдается под углом $\theta \approx 4^\circ$.

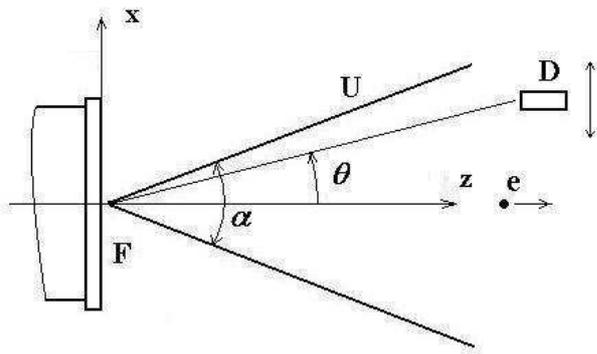


Рис. 1. Схема эксперимента.

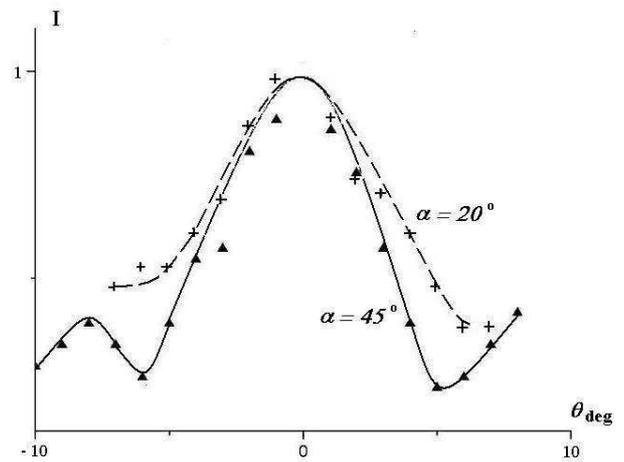


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности переходного излучения.

Было изучено влияние положения радиатора относительно траектории движения на характеристики излучения. Были измерены угловые распределения интенсивности излучения при различных углах раствора α . Положение радиатора и приемника излучения при этих измерениях показано на рис.1. Частицы двигались вдоль биссектрисы двугранного угла. Углом наблюдения θ являлся угол между биссектрисой и прямой проведенной из начала координат в точку наблюдения. Положительное направление отсчета показано на рис.1. Приемник излучения перемещался параллельно оси x .

Измерения показали, что при значениях углов раствора $\alpha \gg \theta_m$ (в нашем случае при углах $180^\circ - 40^\circ$) изменение α слабо влияет на распределение интенсивности, а при углах близких к $2\theta_m$ уменьшение α приводит к заметному увеличению ширины углового распределения. Рис.2 иллюстрирует распределения измеренные при углах раствора 45° и 20° . Видно, что при $\alpha = 20^\circ$ спад интенсивности при увеличении угла наблюдения θ более плавный, чем при $\alpha = 45^\circ$. Это свойство переходного излучения частицы в радиаторах такого типа может быть использовано для повышения интенсивности, излучаемой под углами $\theta \geq \theta_m$.

Если частица влетает в радиатор не вдоль биссектрисы двугранного угла, а под некоторым углом θ_i к ней, то угловое распределение интенсивности становится асимметричным. На рис.3 показаны распределения для частиц, инжектируемых в угол с раствором $\alpha = 45^\circ$. В первом случае сгусток летит по биссектрисе ($\theta_i = 0$) (рис.3а), а во втором - под углом $\theta_i = 12^\circ$ к биссектрисе (рис.3б). Видно, что во втором случае излучение асимметрично относительно биссектрисы двугранного угла. Измерения показали, что в том случае, когда угол инжекции мал ($\theta_i \leq \theta_m$), разность между интенсивностями, излученными под углами $+\theta$ и $-\theta$, пропорциональна углу инжекции, т.е. $I_{+\theta} - I_{-\theta} \sim \theta_i$. Поэтому, измеряя разность интенсивностей излучения под углами $\pm\theta$ (например, вдоль плоскостей двугранного угла), можно определить направление скорости частицы. Равные величины интенсивности излучения вдоль граней двугранного угла будут наблюдаться в том случае, когда частица движется вдоль биссектрисы угла.

Следует отметить еще одно отличие переходного излучения частицы в двугранном угле от излучения при пересечении плоской поверхности. В случае пересечения плоской поверхности угловое распределение интенсивности слабо изменяется при изменении положения точки перехода. Чтобы интенсивность излучения в точке наблюдения заметно изменилось, необходимо сместить точку перехода на расстояние $\approx R/\gamma$, где R - расстояние между точкой перехода и приемником. Во многих практических случаях приемники излучения располагаются на значительном расстоянии от точки перехода, поэтому малые

смещения точки перехода не оказывают заметного влияния на угловое распределение. При пересечении радиатора в форме двугранного угла распределение более чувствительно к положению точки перехода на радиаторе.

Были измерены угловые распределения излучения при различных положениях точки инжекции пучка в двугранный угол. Схема расположения радиатора и приемника излучения относительно фланца F показана в правом верхнем углу рис.4. Одна из граней угла располагалась параллельно оси z и была смещена вдоль оси x на расстояние x_u относительно траектории частиц. Раствор угла был равен $\alpha = 45^\circ$. На рис.4 показаны угловые распределения при расстояниях $x_u = 15$ мм и $x_u = 25$ мм. Видно, что при увеличении смещения точки влета частиц в радиатор изменяется интенсивность излучения и число дополнительных максимумов. Из результатов экспериментов следует, что смещение положения точки перехода на расстояние сравнимое с длиной волны, на которой регистрируется излучение, приводит к существенному изменению углового распределения излучения.

Измерялись угловые распределения излучения, когда сгусток последовательно пересекает обе грани радиатора. В этом случае пространственное распределение излучения определяется интерференцией волн от двух источников. Один импульс излучения генерируется при вылете частиц из первой грани, а другой - при падении частиц на вторую грань радиатора. В зависимости от угла раствора радиатора, направления движения сгустка и угла наблюдения импульсы излучения могут либо усиливать либо подавлять друг друга.

Схема эксперимента при этих измерениях показана на рис.5. Ребро радиатора было смещено относительно точки выхода частиц из микротрона на расстояние $x_u = 22$ мм и $z_u = 50$ мм, а сам радиатор поворачивался на некоторый угол относительно направления движения частиц. На рисунке показан случай, когда биссектриса двугранного угла радиатора перпендикулярна оси z . Измерения проводились при генерации излучения в радиаторе с углом раствора $\alpha = 90^\circ$. Угол наблюдения отсчитывался от биссектрисы двугранного угла радиатора. На рис.5 показано угловое распределение интенсивности в случае, когда сгусток вылетал из первой грани под углом 50° к ее поверхности и падал на вторую грань под углом 40° . Видно, что интерференция излучения от граней радиатора подавляет излучение направленное вдоль биссектрисы и усиливает излучение под углами $\pm 5^\circ$. Из-за различия углов вылета из первой грани и падения на вторую грань пики в распределении имеют различную амплитуду. Эта особенность переходного излучения в двугранном угле может быть использована для определения направления движения частиц.

Автор благодарен Б.М. Болотовскому за обсуждение полученных результатов и И.А. Мамонову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

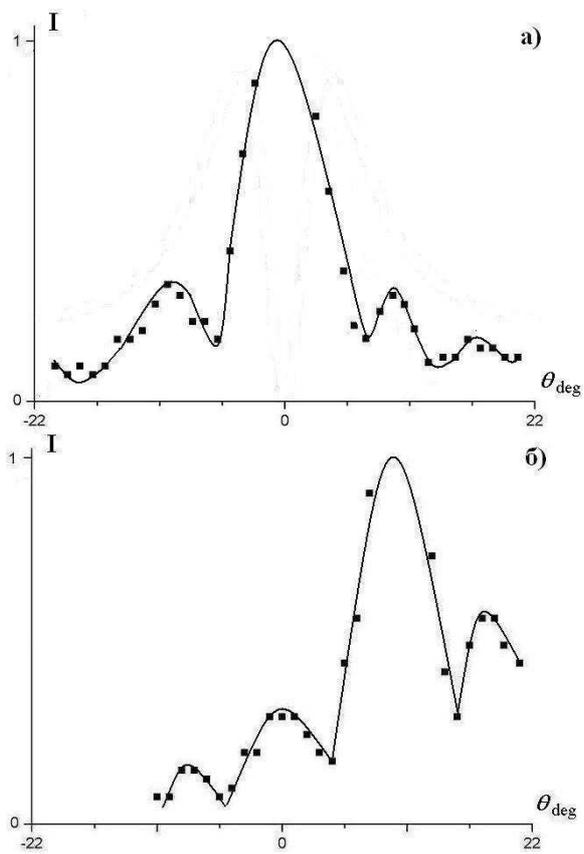


Рис. 3. Распределение излучения при различных углах инъекции.

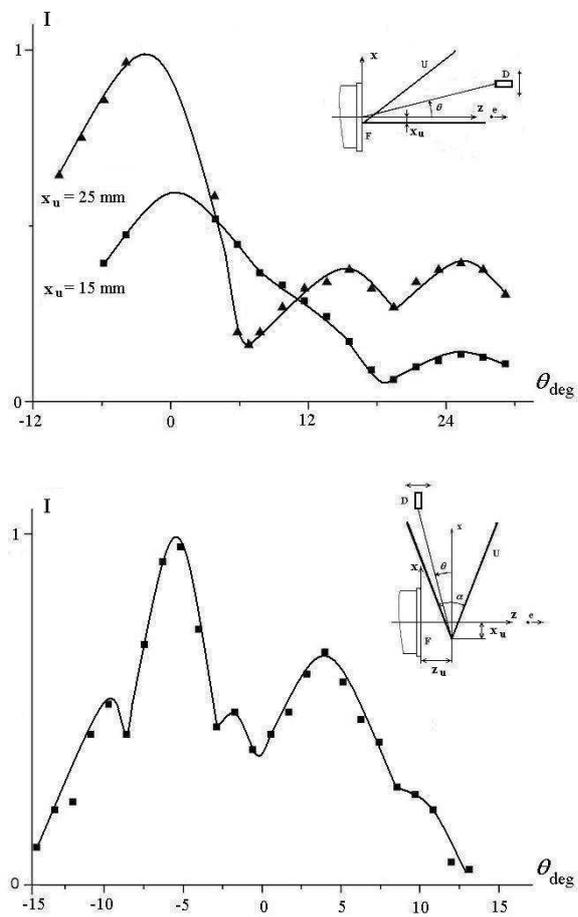


Рис. 4 (вверху). Распределение излучения при различных координатах инъекции.

Рис. 5 (внизу). Распределение излучения при двукратном пересечении угла.

Гамма-активность, возникающая в мишенях под действием пучка тормозного излучения

А.С. Белоусов, Е.И. Малиновский

В работе приведены результаты изучения гамма-спектров мишеней, подвергшихся облучению пучком тормозного излучения ускорителя ПАХРА. Облучение проводилось перед первым коллиматором в зале ускорителя. Коллиматор находится на расстоянии 4 метров от мишени в камере ускорителя, имеет отверстие диаметром 10 мм, а пучок тормозного излучения перекрывает большую площадь. Угловое распределение фотонов тормозного излучения перед коллиматором изучалось ранее [1,2], в процессе экспериментов по исследованию радиационной стойкости материалов для детекторов, использовавшихся в работе на коллайдере ГЕРА.

Облучаемые мишени располагались так, чтобы не перекрывать часть пучка, проходящую через отверстие коллиматора, и не мешать проведению других экспериментов на пучке. Большая часть облучений проходила при максимальной энергии пучка 650 МэВ.

Целью этой работы являлось выяснение возможности создания калибровочных гамма источников для контроля и наладки детекторов частиц.

Гамма излучение исследуемых образцов регистрировалось сцинтилляционным спектрометром с цилиндрическим кристаллом NaI(Tl), имеющим размеры: 100 мм в диаметре и 100 мм высотой, установленным по центру фотокатода фотоумножителя ФЭУ-49. С выхода ФЭУ импульсы подавались на многоканальный амплитудный анализатор.

В приведенной ниже таблице показана часть результатов, относящихся к тем изотопам, которые удобно использовать как калибровочные источники и которые получались в наших экспериментах. Кроме них изучались так же мишени: TlCl, NaI, CsI, Pb, латунь. Более подробно результаты этих измерений приведены в работах [3,4].

Величина активности получаемого источника N_A^* зависит от поперечного сечения реакции σ , величины потока фотонов в пучке N_γ , числа N_A ядер на см^2 мишени, времени облучения мишени T , среднего времени жизни гамма-активного ядра τ и времени между концом облучения и началом обсчета t :

$$N_A^* = N_A N_\gamma \sigma \tau (1 - e^{-T/\tau}) e^{-t/\tau}.$$

Подбирая соотношение величин T , t и τ , можно выделить нужный для калибровки изотоп. Величины получаемой активности таких источников может колебаться от десятых долей мкКюри до десятков мкКюри.

Представляет интерес продолжить эти исследования для выяснения связи фотоядерных процессов с реакциями фоторождения π -мезонов. Так например, в случае реакции $\text{Fe}^{56}(\gamma, np)\text{Mn}^{54}$ интересно определить, какая часть спектра тормозного излучения дает основной вклад в данную реакцию. Возможно, что основной вклад обусловлен фотонами высоких энергий (область Δ_{33} резонанса). Давно известен тот факт, что эффективность фоторождения π -мезонов на внутренних нуклонах ядер подавлена. В работе Р.Р.Вильсона [5] этот факт объясняется тем, что изобара внутри ядра с большой вероятностью передает свою энергию паре нуклонов – нейтрону и протону, а не распадается с испусканием π -мезона. Если это так, то вклад в реакцию образования Mn^{54} будет обусловлен фотонами высоких энергий. Это интересно проверить. Для чего нужно померить выход этой реакции при максимальной энергии тормозного пучка ниже 150 МэВ. Такая возможность имеется, поскольку ускоритель ПАХРА может работать в таком режиме [6].

- [1] P.S. Baranov, A.S. Belousov, A.I. Lebedev, E.I. Malinovski. Radiative resistance of material, used in scintillation and Cherenkov counters. Preprint LPI, N 53, 1996
- [2] P.S. Baranov, A.S. Belousov, A.M. Fomenko, A.I. Lebedev, I.A. Lebedev, E.I. Malinovski, S.V. Rusakov, Yu.V. Soloviev. Radiation hardness of heavy monocrystals KRS, NBW, PWO. Preprint LPI, N53, 1999.
- [3] А.С. Белоусов, Е.И. Малиновский. Гамма-активность, возникающая в мишенях под действием пучка тормозного излучения синхротрона ПАХРА. Препринт ФИАН №64, 1999.
- [4] А.С. Белоусов, Е.И. Малиновский. Гамма-активность, возникающая в мишенях под действием пучка тормозного излучения. Препринт ФИАН № 12, 2008.
- [5] R.R. Wilson. Phys. Rev. 86, 125 (1952).
- [6] Е.Г. Бессонов, Е.И. Малиновский, Г.Г. Субботин. Генерация пучка фотонов с энергией менее 100 МэВ на синхротроне С-25Р "Пахра". Препринт ФИАН № 28(2006).

Изотоп	Энергия	Период полураспада	Реакция
Be ⁷	0.447 MeV	53.3 дней	Be ⁹ (γ , 2n)Be ⁷
C ¹¹	0.51 MeV	20 мин	C ¹² (γ , n)C ¹¹
Na ²⁴	1.37 MeV, 2.75 MeV	14.9 час	Mg ²⁵ (γ , p)Na ²⁴
Na ²⁴	1.37 MeV, 2.75 MeV	14.9 час	Al ²⁷ (γ , 2pn)Na ²⁴
Na ²⁴	1.37 MeV, 2.75 MeV	14.9 час	Si ²⁸ (γ , 3pn)Na ²⁴
Na ²²	0.51 MeV, 1.27 MeV	2.6 года	Al ²⁷ (γ , 2p3n)Na ²²
Mn ⁵⁴	0.83 MeV	312 дней	Fe ⁵⁶ (γ , np)Mn ⁵⁴
Co ⁵⁸	0.51 MeV, 0.8 MeV	72 дня	Cu ⁶³ (γ , 2p3n)Co ⁵⁸

Таблица 1.

Методы охлаждения пучков заряженных частиц

Е.Г. Бессонов

Введение

В данном сообщении я хотел бы представить информацию о некоторых поисковых работах, ведущихся в ОФВЭ ФИАН в области ускорителей и накопителей заряженных частиц. Более детально остановлюсь на теме охлаждения пучков частиц. Эта тема актуальна для приложений ускорителей и накопителей заряженных частиц в различных областях науки и техники и, в частности, в экспериментах со встречными пучками (электронными, протонными, мюонными, ионными), в источниках света, основанных на электронных и ионных пучках, и в других приложениях.

Охлаждением называется увеличение плотности и яркости пучка путём сокращения его шестимерного фазового объёма (эмиттанса). Яркость пучков частиц в накопителях со встречными пучками определяет их светимость, а в накопителях у источников света – их яркость (поток фотонов в единицу времени с единицы площади сечения пучка частиц в 1разброса фотонного пучка). Отсюда следует, что охлаждение пучка является одним из наиболее важных направлений развития техники ускорителей.

Под источниками света принято называть все источники электромагнитного излучения, основанные на электронных и ионных пучках частиц независимо от диапазона генерируемых волн и вида излучения (спонтанное, индуцированное). Прежде всего, это источники синхротронного и ондуляторного излучения, источники обратного комптоновского и обратного рэлеевского излучения, лазеры на свободных электронах, лазеры на электронах связанных в ионах, а также лазеры, основанные на ядерных переходах ионных пучков.

Основными параметрами ускорителей и накопителей заряженных частиц являются: 1) энергия частиц, 2) число частиц в одном сгустке, 3) фазовый объём, занимаемый сгустком частиц в пространстве координат и импульсов частиц (называемый также эмиттансом пучка), 4) яркость пучка (равная отношению числа частиц в сгустке к занимаемому им фазовому объёму) и другие параметры.

Яркость пучка частиц определяет как светимость накопителя со встречными пучками, так и яркость источника света.

Методы охлаждения

Существуют два метода охлаждения пучка частиц: охлаждение, основанное на трении и охлаждение, основанное на наличии конечного расстояния между частицами пучка.

Охлаждение, основанное на трении

Эволюция плотности пучка частиц в шестимерном фазовом пространстве определяется уравнением непрерывности для плотности пучка частиц [1]. Из этого уравнения следует критерий Робинсона, описывающий эволюцию полного (overall) шестимерного фазового

объёма пучка при наличии сил трения [1-3]. Согласно теореме Робинсона, шестимерный инкремент нарастания плотности пучка определяется выражением

$$\alpha_{6D} = \overline{\text{div} \mathbf{F}_{\text{fr}}} = \frac{2}{\beta^2} \frac{\overline{P}_{\text{fr}}(p)}{\epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_s} + \frac{\partial \overline{P}_{\text{fr}}(p)}{\partial \epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_s}, \quad (1)$$

где $\mathbf{F}_{\text{fr}} = -\alpha(\mathbf{r}, p, t)\hat{\mathbf{p}}$ – сила трения, $\alpha(\mathbf{r}, p, t) = P_{\text{fr}}(p, t)/c\beta$ – коэффициент трения, $\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{p}/p$ – единичный вектор, направленный по импульсу частицы \mathbf{p} , $\overline{P}_{\text{fr}}(p)$ – средний темп потерь энергии частицы за счет трения, ϵ_s – энергия равновесной частицы. Из (1), в частности, следует теорема Лиувилля для систем без трения. Я полагаю, что со временем теорема Робинсона войдет в курс теоретической физики как общая теорема, из которой как частное следует теорема Лиувилля для систем, не обладающих трением.

Существует несколько методов охлаждения, основанных на трении. Это: 1) радиационный метод (основан на силе радиационного трения частиц во внешних полях); 2) ионизационный метод (основан на потерях энергии частиц в веществе, обусловленными возбуждением атомов вещества, их ионизацией и тормозным излучением в поле атомных электронов и ядер); 3) метод электронного охлаждения (передача энергии частицами охлаждаемого пучка "холодному" (т.е. с малым эмиттансом) электронному пучку, движущемуся вместе с частицами охлаждаемого пучка с их средней скоростью); 4) охлаждение ионного пучка движущимся навстречу монохроматическим лазерным пучком в процессе обратного рэлеевского рассеяния; 5) стимулированное радиационное охлаждение ионного пучка широкополосным лазерным пучком.

Согласно (1), инкремент нарастания пропорционален темпу потерь энергии частицы и производной от темпа потерь энергии частицы по энергии. Он может быть как положительным, так и отрицательным (если $\partial \overline{P}_{\text{fr}}(p)/\partial \epsilon|_{\epsilon=\epsilon_s} < -\overline{P}_{\text{fr}}(p)/\epsilon|_{\epsilon=\epsilon_s}$). На рис. 1 изображены темпы потерь энергии частицами пучка для некоторых методов охлаждения.

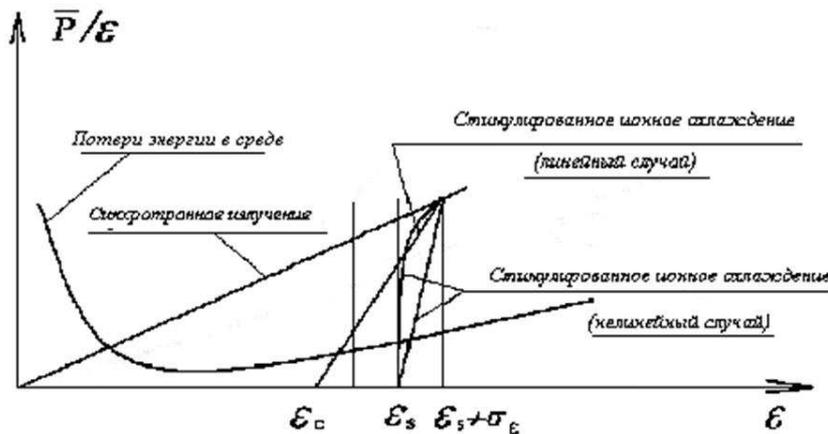


Рис. 1. Зависимость темпов потерь энергии частицами пучка для некоторых методов охлаждения. "Ионизационные" потери включают потери на возбуждение и тормозное излучение.

Из рис. 1 видно, что потери энергии на синхротронное излучение растут пропорционально квадрату энергии частиц. Для них первый и второй члены в (1) примерно равны. В этом случае фазовый объем пучка затухает в $e = 2.718$ раз за время, при котором частица теряет энергию примерно равную четверти первоначальной энергии частицы. Использование потерь энергии в среде имеет смысл только для мюонов, т.к. они не имеют ядерных взаимодействий. Потери энергии мюонов в среде падают с увеличением энергии при относительных энергиях $\gamma = \epsilon_\mu/m_\mu c^2 < 3$ (или $\epsilon_\mu < 300$ МэВ) и медленно ($\sim \ln \gamma$) растут при $\gamma > 5$. Основной вклад здесь вносят ионизационные потери. При энергии выше

100 ГэВ основными становятся радиационные потери (тормозное излучение), которые, как и потери на синхротронное излучение, слабо (квадратично) зависят от энергии. Поэтому охлаждение мюонов малоэффективно при любых энергиях. На практике для охлаждения мюонов планируется использовать ионизационные потери при энергиях ~ 1 ГэВ. Обсуждаются также оптические методы охлаждения (см. ниже). Для стимулированного радиационного охлаждения ионных пучков [4] первый и второй члены в (1) одного порядка, если спектр лазерного излучения является равномерным в пределах, соответствующих энергетическому разбросу пучка; второй член на три-четыре порядка выше первого (на фактор отношения энергии частицы к энергетическому разбросу пучка частиц), если спектр в этих пределах резко падает.

Если высокочастотная граница спектра лазерного пучка соответствует энергии взаимодействия с ионным пучком, равной равновесной энергии ϵ_s , то в таком нелинейном методе стимулированного охлаждения ионного пучка предельный установившийся шестимерный эмиттанс пучка существенно (на 3–4 порядка) ниже линейного [5]. Предложены разные схемы генерирования широкополосного лазерного излучения с заданной формой спектра [5].

Критерий Робинсона выражается в виде $6D$ -декремента затухания α_{6D} , который ограничивает темп охлаждения частиц в накопительных кольцах. Величина $\alpha_{6D} = 2 \sum_{i=1}^3 \alpha_i$, где коэффициенты α_i относятся к соответствующим двумерным фазовым объёмам (плоскостям). В релятивистском случае $\beta \approx 1$ и (см. [3])

$$\alpha_x = -\frac{1}{2} \left[\frac{\bar{P}}{\epsilon_s} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial \epsilon} \Big|_s - \frac{d\bar{P}}{d\epsilon} \Big|_s \right], \quad \alpha_y = -\frac{1}{2} \frac{\bar{P}}{\epsilon_s}, \quad \alpha_s = -\frac{1}{2} \frac{dP}{d\epsilon} \Big|_s, \quad (2)$$

где

$$\sum_{i=1}^3 \alpha_i = \frac{\alpha_{6D}}{2} = -\frac{\bar{P}}{\epsilon_s} - \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \epsilon} \Big|_s, \quad \bar{P} = \frac{1}{T_s} \oint P(x, t) dt.$$

Коэффициенты α_i и их сумма могут быть как положительными, так и отрицательными. Охлаждение в шестимерном фазовом пространстве может сопровождаться затуханием в одном направлении и антизатуханию в другом (чего нельзя допускать на практике). Быстрое шестимерное ($6D$) охлаждение происходит при условии

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \epsilon} \Big|_s \gg \frac{\bar{P}}{\epsilon_s} > 0. \quad (3)$$

Охлаждение, основанное на конечном расстоянии между частицами пучка

В данном методе охлаждения должен использоваться некоторый инструмент, способный следить за каждой частицей пучка и перемещать её из периферических областей фазового пространства, занимаемого пучком, в центральную область, не затрагивая соседние частицы пучка. Размеры исполнительного элемента инструмента должны быть менее расстояния между частицами пучка (см. рис. 2).

Существует несколько методов охлаждения, основанных на конечном расстоянии между частицами пучка. Это: 1) стохастическое охлаждение, 2) оптическое стохастическое охлаждение, 3) время-проходное оптическое стохастическое охлаждение, 4) ускоренное оптическое охлаждение.

В качестве примера на рис. 3 приведена схема ускоренного оптического охлаждения пучка частиц [6]. В этой схеме частица в пикап-ондуляторе испускает волновой пакет длиной $M\lambda_w$, где M – число периодов ондулятора, λ_w – длина волны ондуляторного излучения, испускаемого в направлении скорости частицы. Величина $M\lambda_w \sim 3\text{--}5$ мкм

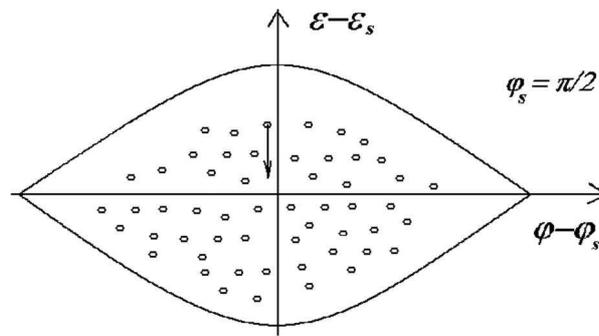


Рис. 2. Фазовая плоскость энергия–фаза в накопителе заряженных частиц. Кресточками изображены частицы пучка.

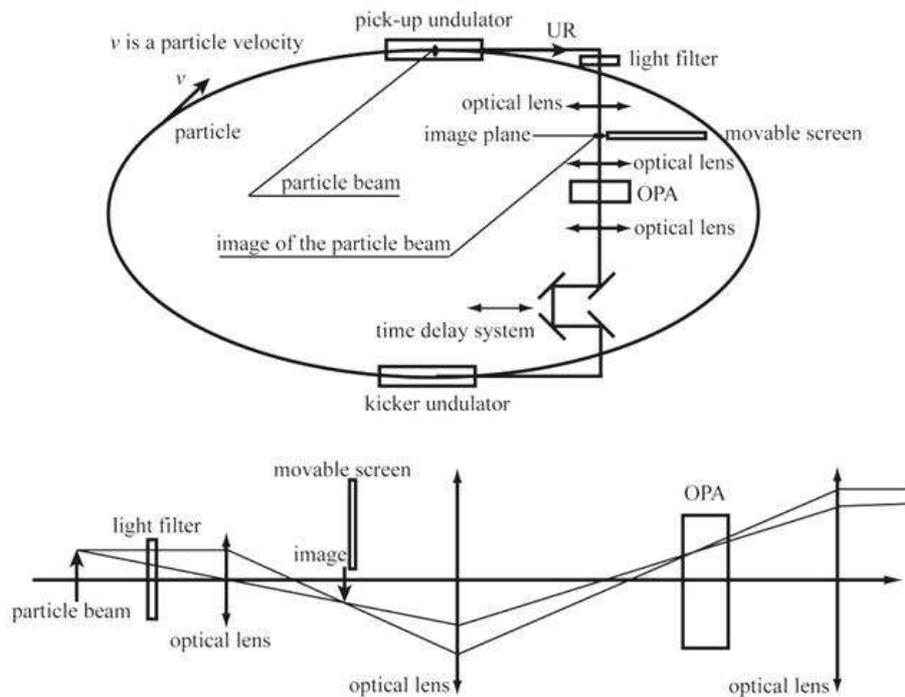


Рис. 3. Схема ускоренного оптического охлаждения частиц пучка.

является длиной инструмента, используемого для охлаждения частиц. В кикерном ондуляторе частица и её волновой пакет, прошедший через усилитель, встречаются и идут вместе. Линией задержки выбирается тормозящая фаза частицы. Участок траектории частиц между пикап- и кикерным ондуляторами должен быть изохронным (нулевой "local slippage factor"), а остальной – не изохронным. Если частица испустила излучение в пикап-ондуляторе при положительном отклонении от мгновенной орбиты, а в кикерном ондуляторе – отрицательное (ондуляторы находятся на расстоянии половины длины волны бетатронных колебаний + целое число длин волн), то на выходе из кикерного ондулятора уменьшатся как энергия, так и амплитуда бетатронных колебаний частицы (см. рис. 4). При отрицательном начальном отклонении амплитуда бетатронных колебаний частицы увеличится. В этом случае энергия всех частиц уменьшается примерно одинаково, а амплитуды бетатронных колебаний для одних частиц увеличиваются, а для других уменьшаются в зависимости от начальных условий. Охлаждения не происходит. Для получения охлаждения применяется оптическая система, в которой используется экран установлен-

ный в плоскости изображения одной из линз так, что он перекрывает путь волновым пакетам, испущенным при отрицательных начальных отклонениях частиц от равновесной орбиты накопителя. В этом случае происходит уменьшение как энергии, так и амплитуды бетатронных колебаний частиц до тех пор пока все волновые пакеты не перекроются экраном.

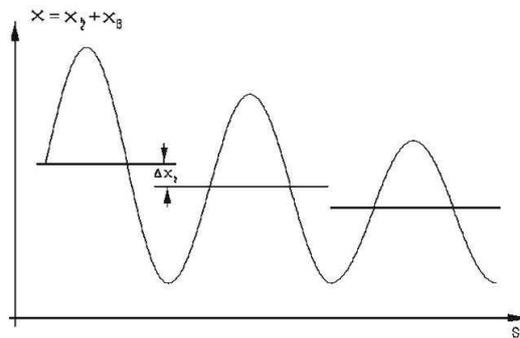


Рис. 4. Иллюстрация изменения энергии и амплитуды бетатронных колебаний частиц в накопителе.

Возможные применения охлажденных пучков частиц

Историю развития различных методов охлаждения и возможные применения охлажденных пучков частиц можно найти в работах [6-9]. Здесь хотелось бы подчеркнуть, что все предложенные методы охлаждения требуют значительных интеллектуальных и материальных затрат. До сих пор проекты по проверке ионизационных и оптических методов охлаждения не осуществлены экспериментально. Здесь уместно привести слова А.Н.Скринского: "Несмотря на то, что идея электронного охлаждения пучков тяжелых частиц была опубликована и докладывалась на нескольких ускорительных конференциях, до первых успешных экспериментов в Институте ядерной физики ИЯФ РАН никто не решался её реализовать".

Заключение

Все открытия в физике элементарных частиц, выполненные на накопителях заряженных частиц, сделаны благодаря использованию радиационного, стохастического и электронного методов охлаждения. Прогресс в области источников света всех поколений достигнут благодаря использованию радиационного охлаждения. Охлаждение вело, ведет и будет вести к глубоким научным результатам [7].

- [1] E.G. Bessonov, "The evolution of the phase space density of particle beams in external fields", e-print arXiv:0808.2342
- [2] K.W. Robinson, "Radiation effects in Circular Electron accelerators", Phys. Rev. 111 (1958) 373-380; "Electron radiation at 6 BeV", CEA Report No 14 (1956).
- [3] H. Widemann, "Particle Accelerator Physics", vols. I, II (1993).
- [4] E.G. Bessonov, Kwang-Je Kim, "Radiative cooling of ion beams in storage rings by broadband lasers", Phys. Rev. Lett., 76 (1996) 431.
- [5] E.G. Bessonov, R.M. Feshchenko, "Stimulated radiation cooling". Труды XXI Российской конференции по ускорителям заряженных частиц RuPAC-2008, 28 сентября - 3 октября 2008 г., г. Звенигород, Россия; e-print arXiv:0809.1485

- [6] E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, A.A. Mikhailichenko, "Enhanced optical cooling system test in an electron storage ring". Phys. Rev. ST Accel. Beams 11, 011302 (2008).
- [7] D. Mohl, A.M. Sessler, "Beam cooling: principles and achievements", NIM A532 (2004) 1.
- [8] E.G. Bessonov, K.-J. Kim, "Radiative ion cooling", Proc. 5th Eur. Part. Accel. Conf., Sitges, Barcelona, June 10–14, 1996, v.2, pp. 1196–1198.
- [9] E.G. Bessonov, "Electromagnetic Radiation Sources Based on Relativistic Electron and Ion Beams", J. Rad. Phys. Chem. 75 (2006) 908-912; "Light sources based on relativistic electron and ion beams", Proc. SPIE, vol. 6634, 66340X-1 – 66340X-14, 2007.
- [10] E.G. Bessonov, "Cooling of particle beams in storage rings", J. Problems of Atomic science and technology, ISSN 1562-6016, No 3, p. 41-45, 2008; <http://arXiv.org/abs/physics/0709.3396>; E.G. Bessonov, "Methods of charged particle beam cooling", Presented to the 51st Workshop on Charged and neutral particle channeling phenomena, Oct 21 – Nov 1, 2008, Erice, Italy.

К измерению эмиттанса электронного пучка на накопителе с внутренней мишенью*

Ю.А. Башмаков, М.С. Корбут

Электрон(позитрон)-электронное рассеяние широко используется для измерения светимости как электрон-позитронных коллайдеров, подобных LEP [1], так и накопительных колец с внутренними мишенями, подобных HERMES [2,3]. В настоящей работе предлагается метод измерения положения оси электронного пучка и его угловой дисперсии в накопительном кольце с внутренней мишенью. Этот метод основан на использовании упругого рассеяния циркулирующих электронов (позитронов) высокой энергии на атомных электронах мишени.

Кинематика рассеяния электрона (позитрона) массы m и энергии E_0 на покоящемся электроне определяется инвариантом $s = 2m(E_0 + m)$ и углом рассеяния θ в системе центра масс (СМ). В СМ-системе сечение Мёллера для электронов высокой энергии $E_0 \gg m$ имеет вид [4]

$$d\sigma_{e^-e^-} = r_e^2 \frac{m^2}{s} \frac{(3 + \cos^2 \theta)^2}{\sin^4 \theta} d\Omega, \quad (1)$$

где r_e – классический радиус электрона. Для позитрон-электронного рассеяния

$$d\sigma_{e^-e^+} = \cos^4(\theta/2) d\sigma_{e^-e^-}.$$

При этом энергия электрона в СМ-системе равна $\sqrt{s}/2$.

Преобразование к лабораторной системе отсчета дает для углов вылета конечных электронов

$$\operatorname{tg} \theta_{1,2} = \frac{\sin \theta}{(1 \pm \cos \theta)\gamma}, \quad (2)$$

где $\gamma = (E_0 + m)/\sqrt{s}$ есть лоренц-фактор системы центра масс относительно лабораторной системы. "Угол раскрытия" электронной пары θ_{12} в лабораторной системе координат в приближении малых углов ($\theta_1, \theta_2 \ll 1$) равен

$$\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2 = 2/(\gamma \sin \theta). \quad (3)$$

Он имеет минимум при $\theta = \pi/2$, равный $(\theta_{12})_{\min} = 2/\gamma$. Произведение углов

$$\theta_1 \theta_2 \approx \operatorname{tg} \theta_1 \operatorname{tg} \theta_2 = 1/\gamma^2 = \theta_{\text{cr}}^2, \quad (4)$$

где $\theta_{\text{cr}} = 1/\gamma$ есть характеристический угол. Энергии конечных электронов равны

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} [(E_0 + m) \pm (E_0 - m) \cos \theta], \quad (5)$$

так что при $E_1 > (E_0 + m)/2$ имеем $E_2 < (E_0 + m)/2$ и $\theta_1 < \theta_{\text{cr}}$, $\theta_2 > \theta_{\text{cr}}$.

Хорошо известно, что атомные электроны поляризованной внутренней газовой мишени имеют высокую степень поляризации. При рассеянии электронов высокой энергии с определенной спиральностью можно написать следующее соотношение для отношения поперечных сечений рассеяния частиц с параллельными и антипараллельными спинами [4]

$$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{d\sigma_{\uparrow\downarrow}} = \frac{1}{8} (1 + 6 \cos^2 \theta + \cos^4 \theta). \quad (6)$$

*Не докладывалось на конференции.

Зависимость этого отношения от ориентации спинов электронов может быть использована для определения спина циркулирующего пучка, если поляризация атомных электронов мишени известна.

Остановимся на сущности предлагаемого метода [5]. Очевидно, что в СМ-системе рассеянные частицы разлетаются в противоположных направлениях ($\varphi_{\text{cm}} = 180^\circ$). В лабораторной системе полярный угол между проекциями импульсов частиц на перпендикулярную оси пучка плоскость, взятый от точки пересечения этой плоскости начальной частицей, также равен $\varphi = 180^\circ$. Однако, если пучок имеет конечный угловой разброс, а азимут берется от оси пучка, картина выглядит иначе: распределение по азимутальному углу между рассеянными электронами (позитроном и электроном) имеет ширину, пропорциональную угловому разбросу пучка, и среднее значение, зависящее от величины смещения положения реальной замкнутой орбиты накопителя относительно ее идеального положения. Угол φ может быть записан следующим образом (см. рис. 1):

$$\varphi = \pi + \arctg(y_1/x_1) - \arctg(y_2/x_2), \quad (7)$$

где x_i, y_i – горизонтальная и вертикальная координаты, взятые от осей детектора. Следовательно, из этих значений можно извлечь информацию о дисперсии пучка и положении замкнутой орбиты в точке взаимодействия.

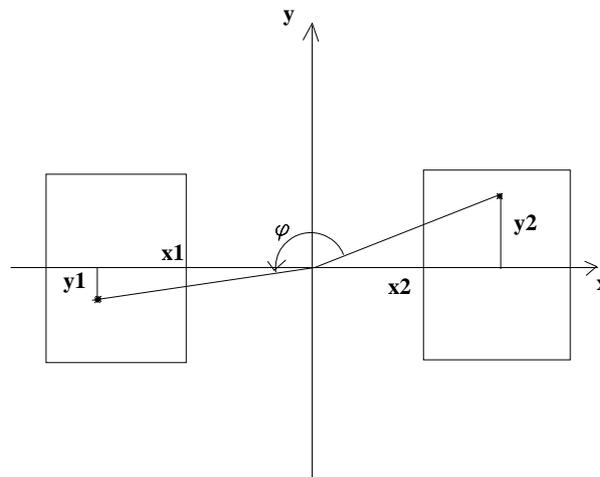


Рис. 1. Схематическое изображение электрон-позитронного детектора.

Координаты x_i, y_i рассеянных электронов мишени и рассеянных электронов (позитронов) пучка в HERMES, например, измеряются парой черенковских электромагнитных калориметров [3,6]. Каждый калориметр состоит из 12 отдельных модулей с радиаторами, смонтированными в виде матрицы 3×4 . Поперечное сечение радиаторов составляет 22×22 мм [2]. Расстояние передней плоскости калориметра до точки взаимодействия $L = 720$ см. Расстояние от идеальной орбиты накопителя до продольных стенок калориметра составляет $x_{\text{cal}} = 33$ мм.

Было проведено моделирование по Монте-Карло для электронного пучка с реальной угловой дисперсией в области энергий, характерной для электрон-протонного коллайдера ГЕРА [7]. На рис. 2 показано радиальное распределение рассеянных электронов на передней плоскости калориметра для начальной энергии $E_0 = 30$ ГэВ. Энергия частиц изменяется в области $0.5E_0 < E < 0.95E_0$. Конечный угловой разброс пучка $\sigma_\theta = 4.0 \cdot 10^{-4}$ рад приводит к сглаживанию этого распределения (кривая 2) по сравнению с распределением для идеального пучка ($\sigma_\theta = 0$, кривая 1).

Распределение азимутального угла между рассеянными электронами показано на рис. 3. Моделирование было выполнено: а) для электронного пучка с нулевой угловой дисперсией и калориметра с пространственным разрешением $\delta x_{\text{cal}} = 2$ мм и б) для совершенного

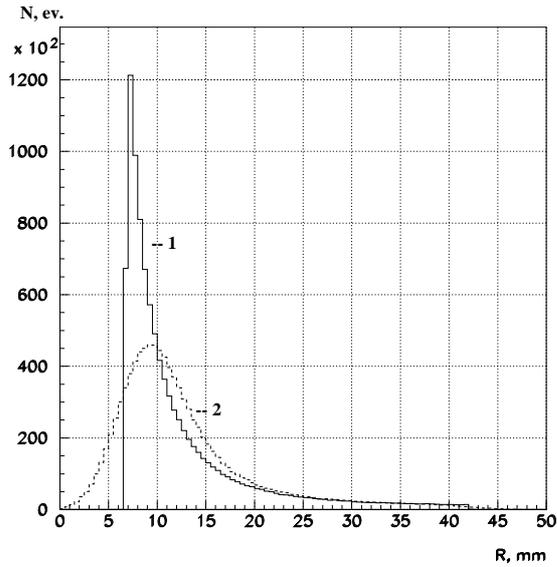


Рис. 2. Радиальное распределение рассеянных электронов: 1 – идеальный пучок, 2 – пучок с угловым разбросом.

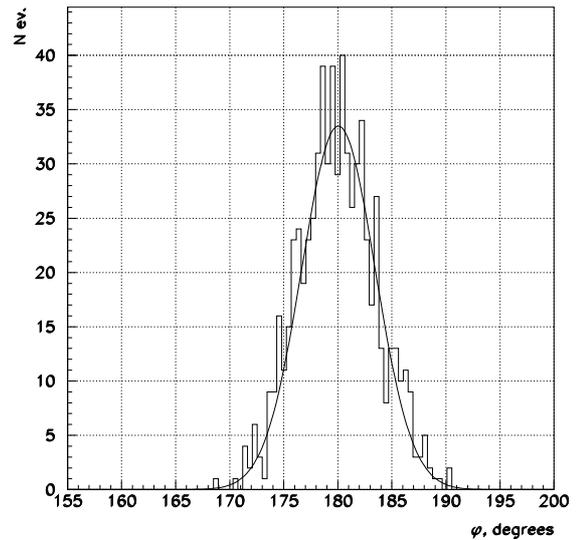


Рис. 3. Азимутальное распределение рассеянных электронов для электронного пучка с угловой дисперсией $\sigma_\theta = 1.80 \cdot 10^{-4}$ рад.

калориметра ($\delta x_{\text{cal}} = 0$) и дисперсии электронного пучка $\sigma_\theta = 1.80 \cdot 10^{-4}$ рад; дисперсию этого распределения $\sigma_\varphi = 3.41^\circ$ можно было бы сравнить с экспериментальным значением.

Зависимость ширины азимутального распределения от углового разброса пучка показана на рис. 4, а зависимость средней величины φ от смещения положения замкнутой орбиты – на рис. 5. Например, смещение замкнутой орбиты относительно равновесного положения на $\Delta x = 4.5$ мм смещает среднее значение распределения от $\varphi = 180^\circ$ к $\varphi = 177.9^\circ$. При моделировании учитывался геометрический акцептанс детектора.

Проведенное исследование может быть дополнено рассмотрением поляризации электронного (позитронного) пучка и мишени и учетом излучения электронов в конечном состоянии. Отметим, что предложенный метод может быть использован на электрон-позитронных и протон-протонных коллайдерах.

Мы признательны D. Barber, A. Bruell, Я. Дербеневу, A. Luccio, Д. Топоркову, R. Walker и F. Willike за интерес к работе и полезные обсуждения.

- [1] I .C. Brock, A.Engler, T. Ferguson et al. Luminosity measurement in the L3 detector at LEP. Preprint CERN, CERN-PPE/96-89, CMU-HEP/96-04, 1996.
- [2] Hermes Technical Design Report, DESY-PRC 93/6, MPIH-V20-1993.
- [3] Th. Benisch, S. Bernreuther, E. Devitsin et al. The luminosity monitor of the HERMES experiment at DESY. Nucl. Instr. and Meth.A 471 (2001) 314.
- [4] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, М.: Наука, 1968.
- [5] Yu. A. Bashmakov, V. S. Korbut, On electron beam diagnostics and control at storage ring with polarized internal target. Proc. Int.Conf. on Accel. and Large Exper.Physics Control Systems, 1999, Trieste, Italy, 131.

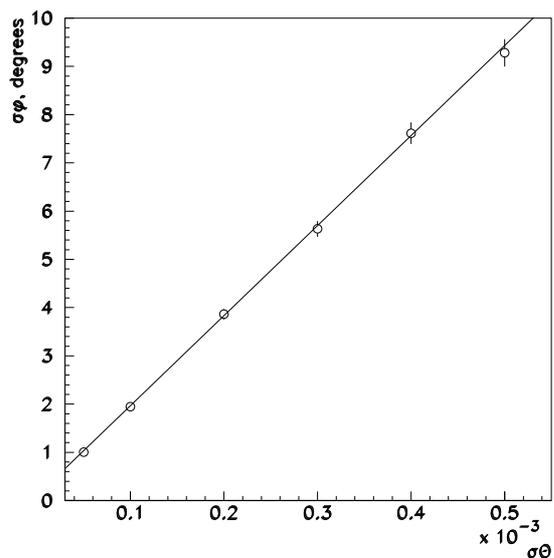


Рис. 4. Ширина φ -распределения как функция углового разброса пучка.

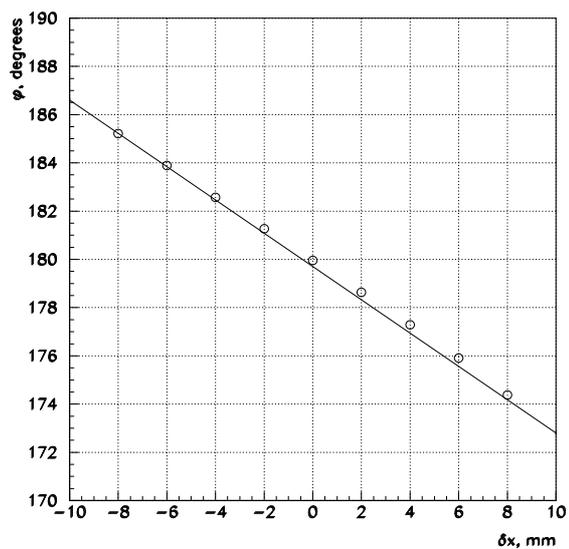


Рис. 5. Зависимость средней величины φ от смещения положения замкнутой орбиты.

- [6] K. Ackerstaff et al., HERMES collaboration, Measurement of the neutron spin structure-function $G(1)(N)$ with polarized $He - 3$ internal target. Phys. Lett. B, 1997, v. 404, p. 383-389.
- [7] В.Н. Wiik, HERA Operation and Physics, Proc. 1993 IEEE Particle Accelerator Conference. v. 1, p. 1.

Развитие синхротрона "Пахра"

А.В. Серов, Г.Г. Субботин

Электронный синхротрон "Пахра" Отдела физики высоких энергий ФИАН был спроектирован в 63–65х годах и запущен в 1974 г. Он предназначен в первую очередь для ядерно-физических экспериментов на тормозном гамма-пучке и на выведенном электронном пучке в энергетическом диапазоне сотен МэВ. Тормозное излучение генерируется при пересечении ускоренными частицами внутренней мишени.

Синхротрон "Пахра" состоит из четырех поворотных магнитов, разделенных прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты в магните $R_0 = 400$ см, длина каждого прямолинейного промежутка $L = 190$ см. Инжектором синхротрона является микротрон на энергию 7.4 МэВ. После вывода из микротрона пучок формируется электронно-оптическим трактом и при помощи магнитного инфлектора вводится в камеру синхротрона. Магнитное поле синхротрона изменяется с частотой $f = 50$ гц. В момент инжекции электронов в синхротрон магнитное поле имеет величину $H_i = 60$ Э, а показатель спада магнитного поля равен $n \approx 0.2$. При максимальной энергии магнитное поле $H_{\max} = 10000$ Э, а $n_{\max} \approx 0.6$. Ускоряющий резонатор возбуждается на частоте 55 МГц.

В последние годы рассматривается возможность использования ускорителя "Пахра" в качестве источника синхротронного излучения. Для расширения возможностей синхротрона и повышения его эксплуатационной надежности необходима модернизация некоторых его систем. В первую очередь это касается системы инжекции, вакуумной системы и системы питания магнита.

В рамках такой программы была разработана, смонтирована и испытана новая система питания магнита, переводящая синхротрон в квазинакопительный режим. Сооружен канал, на котором предполагается провести эксперименты в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне синхротронного излучения.

При новом режиме работы магнит возбуждается постоянным током I_0 и однополупериодным импульсом тока $I_{\text{имп}}$ длительностью 10 мсек. Частота следования импульсов тока может изменяться от 10 Гц до 0.2 Гц. С такой системой питания поле магнита после достижения максимальной величины остается постоянным в течение длительного интервала времени: от 100 мсек при работе с частотой 10 Гц до 5 секунд при частоте 0.2 Гц. В последнем случае в камере синхротрона электроны будут иметь постоянную энергию в течение 99.8% времени цикла ускорения. Система питания позволяет достаточно оперативно изменять токи в магните синхротрона. При этих изменениях энергия электронов в "квазинакопительном" режиме может варьироваться от 50 МэВ до 650 МэВ, а длина волны, на которую приходится максимум синхротронного излучения, от 8 мкм до 3.5 нм.

Микротрон-инжектор переведен во второй режим ускорения, при котором энергия электронов увеличилась до 11.5 МэВ. Эксплуатация синхротрона с новым режимом работы микротрона подтвердила необходимость дальнейшего увеличения энергии инжектируемых частиц.

Повышение энергии инжекции крайне необходимо по следующим причинам:

1) При повышении энергии электронов возрастает величина поля в момент инжекции. Это приводит к тому, что остаточные поля и поля вихревых токов в полюсах магнита, вакуумной камере и обмотках возбуждения станут меньше по сравнению с основным магнитным полем и, следовательно, внесут меньшую погрешность.

2) Ослабевают влияние пространственного заряда на процесс накопления частиц. Сила пространственного заряда обратно пропорциональна квадрату энергии частиц ($F \propto \gamma^{-2}$).

3) Увеличение энергии уменьшает потери электронов из-за рассеяния на остаточном газе. Сечение рассеяния на газе, так же как и сила пространственного заряда, обратно пропорциональна квадрату энергии частиц ($\sigma \propto \gamma^{-2}$). Поэтому увеличение энергии инжекции в два раза приведёт к уменьшению потерь в четыре раза. Как показывает опыт эксплуатации, потери по этой причине самые большие при инжекции в синхротрон.

4) Увеличение энергии частиц приведет к тому, что поле магнита при инжекции будет иметь показатель спада, мало отличающийся от показателя спада при максимальной энергии.

В настоящее время инжекция частиц осуществляется в тот момент, когда магнитное поле синхротрона имеет показатель спада $n \approx 0.20-0.23$. При возрастании магнитного поля показатель спада увеличивается до $n \approx 0.58-0.60$. Это приводит к изменению во времени частоты радиальных и вертикальных бетатронных колебаний от $\nu_r = 0.97$ и $\nu_z = 0.56$ при инжекции до $\nu_r = 0.71$ и $\nu_z = 0.87$ при максимальной энергии. Изменение во времени частот приводит к тому, что в некоторые моменты времени создаются условия для резонансов бетатронных колебаний, при которых происходит увеличение амплитуды колебаний и потери частиц.

При выборе нового инжектора с более высокой энергией частиц желательно улучшить геометрические размеры, угловой и энергетический разброс пучка. По крайней мере все перечисленные параметры необходимо сохранить на том уровне, который имеется в настоящее время. Большое значение имеет и стоимость нового ускорителя.

В настоящее время в качестве инжектора можно рассматривать ускорители двух типов: микротрон и линейный ускоритель. Линейный ускоритель с необходимыми параметрами (энергией, интенсивностью и качеством пучка) является уникальной установкой, которая не может быть собрана из уже выпускаемых элементов линейных ускорителей. Необходимо разработать, создать и испытать новые (в некоторых случаях – уникальные) дополнительные устройства. Поэтому стоимость такого ускорителя будет достаточно высокой (порядка 50 млн. руб.).

Другим инжектором синхротрона может быть разрезной микротрон, создаваемый в Отделе прикладной ядерной физики (рук. В.Г. Раевский). Достоинствами этого ускорителя являются высокая энергия электронов (55 МэВ), очень хорошие геометрические размеры пучка, энергетический разброс, эммитанс. Хорошее качество пучка определяется в первую очередь принципиальными особенностями ускорения частиц в микротроне и достигается практически без дополнительных усилий. Недостатком микротрона является невысокая интенсивность. В проектном режиме микротрон будет давать ток 50-60 мА в импульсе 12 мксек (в настоящее время имеющийся 7-МэВ микротрон дает до 40 мА в рабочем эксплуатационном режиме.)

Эксплуатация синхротрона в последние годы показывает, что существенной модернизации требует вакуумная камера. Имеющаяся камера изготовлена из фарфора, причем достаточно пористого. Пористого настолько, что при пуске ускорителя 35 лет назад, необходимый вакуум $(1-3) \cdot 10^{-6}$ торр можно было получить только после покраски внешней поверхности камеры. На внутреннюю поверхность секторов камеры химическим способом наносилось металлическое покрытие. Сектора склеивались в квадранты, причем основой клея была эпоксидная смола. За 35 лет эксплуатации смола потеряла значительную часть своих свойств, появились дыры, и достижение рабочего вакуума в камере требует значительных усилий.

Рассматриваются два варианта новой камеры. В первом варианте камера изготавливается из металла. Имеется опыт в изготовлении таких камер в других институтах (ИТЭФ, ИФВЭ). Эти камеры изготавливались силами мастерских в самих институтах. Недостатком такой камеры является невозможность ее работы при частоте 50 Гц. Оценки показывают, что возможна работа таких камер с частотой 5-10 Гц. Для того, чтобы средняя интенсивность не изменилась, необходимо поднять импульсную интенсивность синхротрона в 5-10

раз.

При другом варианте камера изготавливается из металлокерамики. Квадранты камеры спаиваются из секторов длиной 100 мм. Длина всей камеры 25 м. Элементы камеры могут быть изготовлены на специализированном предприятии. Предварительная оценка стоимости одного элемента – 500–800 руб. за 100 мм. По-видимому, будут некоторые проблемы при изготовлении патрубков для ввода и вывода пучка, для вывода излучения, для размещения элементов диагностики.

Разрезной микротрон ФИАН на энергию 55 МэВ

*А.И. Карев, А.Н. Лебедев, В.Г. Раевский (ФИАН),
А.Н. Каманин, Н.И. Пахомов, В.И. Шведун (НИИЯФ МГУ)*

В настоящее время заканчивается сооружение разрезного микротрона ФИАН РАМ-55 [1]. Основные его проектные параметры и схема представлены в табл. 1 и на рис. 1. Пучок от электронной пушки с энергией 50 кэВ (1) инжектируется на ось ускоряющей структуры УС (13) с помощью магнита инжекции (11) и соленоидальной линзы (12). После ускорения в УС электроны с энергией 5 МэВ отражаются поворотным магнитом (1), имеющим на входе специальное распределение магнитного поля, на ось УС. Поскольку ускоряющая структура работает в режиме стоячей волны, пучок после вторичного прохождения УС в обратном направлении удваивает энергию, и эффективный диаметр траектории пучка во втором поворотном магните (6) оказывается достаточным, чтобы провести электроны через специальный канал в УС. Ускоренный до энергии 55 МэВ пучок выводится из микротрона с помощью магнита (4). Квадрупольный дублет (10) обеспечивает фокусировку пучка. Магнитоиндукционные датчики тока (5) и корректирующие катушки (3) служат для настройки токопрохождения по орбитам.

Энергия электронов на выходе	55 МэВ
Импульсный ток пучка на выходе	до 50 мА
Прирост энергии за оборот	5 МэВ
Длительность токового импульса	до 15 мкс
Частота питающего генератора	2856 МГц
Индукция поля в поворотном магните	1.0 Т
Импульсная мощность питающего клистрона	6 МВт
Изменение кратности ускорения за оборот	1

Таблица 1. Основные проектные параметры РАМ-55.

Поворотный магнит РАМ-55 состоит из ярма, основных полюсов с катушками, формирующими однородное поле индукцией 1 Т в зазоре высотой 2 см, и дополнительных полюсов со своей парой катушек, формирующих на входе в магнит поле обратной направленности с индукцией ~ 0.3 Т. На входе в магнит установлены пассивный и активный магнитные экраны, препятствующие проникновению магнитного поля поворотного магнита в пространство дрейфа. Для оптимизации конструкции магнитов было проведено их 2D и 3D моделирование с учетом характеристик выбранной для их изготовления марки стали. В ходе проведенных расчетов была найдена геометрия магнита и распределение токов в его катушках, при которых: (а) в рабочей области поле с индукцией 1 Т имеет однородность лучше 0.1%; (б) распределение поля на входе в магнит обеспечивает замыкание траектории электронов с энергией 5 МэВ; (в) оптические свойства магнита позволяют осуществить фокусировку пучка в микротроне одним квадрупольным дублетом, установленным на оси УС; (г) индукция магнитного поля вне магнита не превышает 1 Гс.

В качестве УС для РАМ-55 была выбрана бипериодическая ускоряющая структура (БУС) с ячейками связи на оси, работающая в режиме стоячей волны на виде колебаний $\pi/2$ на частоте 2856 МГц [2]. БУС состоит из 7 ускоряющих ячеек и 6 ячеек связи. Чтобы эффективно ускорять как низкоэнергетические электроны, инжектированные пушкой, так и релятивистские пучки с последующих орбит, первая ячейка БУС имеет $\beta = 0.7$, а во всех остальных ячейках $\beta \approx 1$. Эффективное шунтовое сопротивление и коэффициент

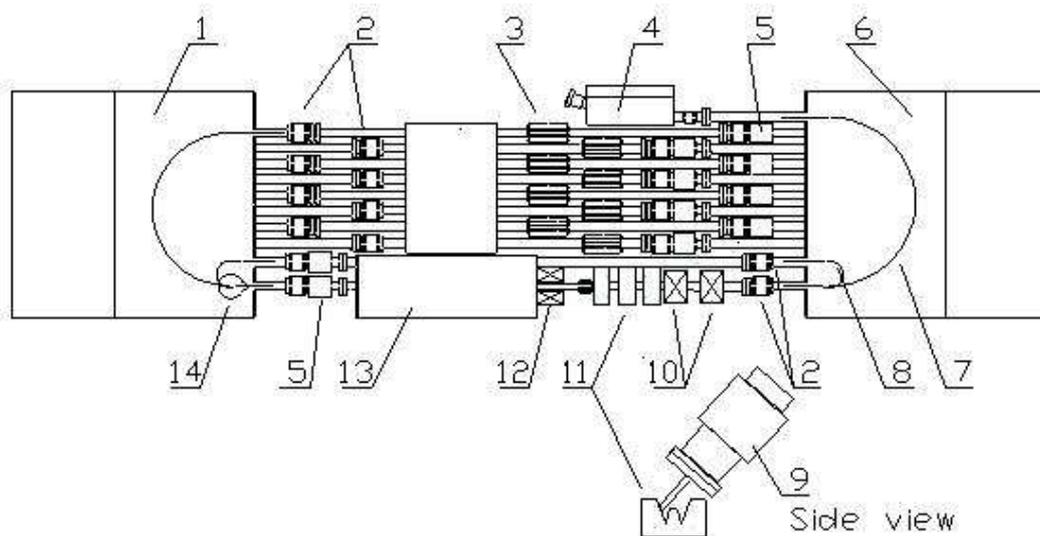


Рис. 1. Схема разрезного микротрона РАМ-55.

связи равны 82 МОм/м и 6.1% соответственно. Общая (электрическая) длина структуры составляет около 35 см.

Используя найденные ранее распределения электромагнитных полей в ускоряющей структуре и поворотных магнитах, с помощью программы RTMTRACE [3] было проведено комплексное моделирование динамики пучка в разрезном микротроне [4]. В результате были определены значения параметров, необходимые для конструирования ускорителя, характеристики пучка в процессе ускорения и на выходе машины (табл. 2), а также рассчитаны энергетические потери ВЧ-мощности, связанные с потерями пучка в процессе ускорения и в стенках УС.

Энергия пучка	55.5 МэВ
Энергетический разброс	84 кэВ
Горизонтальный/вертикальный радиус пучка	1.7/1.7 мм
Гор./верт. нормализованный эмиттанс	9.7/27.5 мм×мрад
Протяженность микробанча	4.5 град

Таблица 2. Параметры пучка на выходе микротрона.

На рис. 2 показана конструкция разрезного микротрона РАМ-55. На несущей раме (12) установлены два юстировочных стола (7), к которым крепятся поворотные магниты (1 и 5). Между магнитами находится монтажный стол (3) с размещенными на нем ускоряющей структурой (2), электронной пушкой (4) и элементами конструкции электропроводов дрейфового промежутка, имеющих сильфонные узлы, что позволяет изменять расстояние между магнитами. Две вакуумные камеры, изготовленные из нержавеющей стали Х18Н9Т, жестко закреплены в рабочих зазорах поворотных магнитов. Откачка вакуумной системы ведется ионным насосом через промежуточную вакуумную камеру в дрейфовом промежутке (8) и целевой вакуумный порт (6) на волноводе, питающем УС. Источник ВЧ-мощности – клистрон КИУ 168 (11), нагруженный на УС, работает в режиме автогенератора.

В настоящее время все основные узлы микротрона изготовлены, настроены, и ведется монтаж ускорителя.

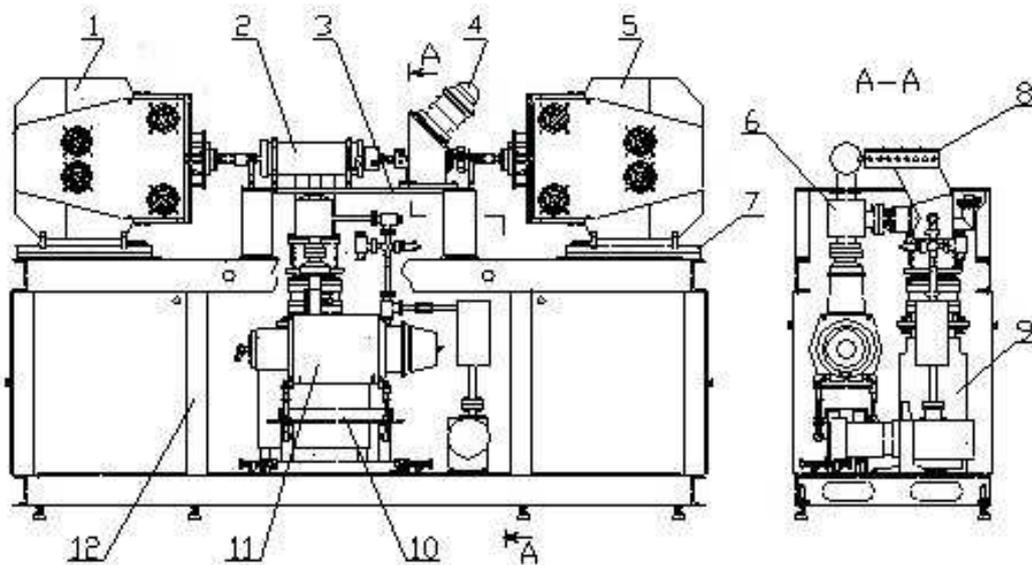


Рис. 2. Конструкция разрезного микротрона РАМ-55.

- [1] A.I. Karev, A.N. Lebedev, V.G. Raevsky, A.N. Kamanin, N.I. Pakhomov, V.I. Shvedunov. 55 MeV Race-Track Microtron of Lebedev Institute. Proc. of the RuPAC 2008. (in press); <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/r08/papers/TUAPR10.pdf>
- [2] А.И. Карев, А.А. Краснов, И.С. Кузьмин, Н.П. Собенин. Электродинамический расчет ускоряющей структуры для разрезного микротрона на 55 МэВ. Научная сессия МИФИ-2004. Сборник научных трудов. М.: МИФИ. 2004; т.7: с.197–198.
- [3] В.Г. Геворкян, А.Б. Савицкий, М.А. Сотников, В.И. Шведун. Программы численного моделирования динамики частиц в рециркуляционных ускорителях, ВИНТИ № 183-В89, Москва 1989.
- [4] А.А. Ветров, А.И. Карев, И.С. Кузьмин, Н.П. Собенин, А.И. Фадин. Динамика электронов в разрезном микротроне на энергию 55 МэВ. Научная сессия МИФИ-2004. Сборник научных трудов. М.: МИФИ. 2004; т.7: с.162–163.

Работа синхротрона "Пахра" в режиме источника синхротронного излучения

В.А. Карнов, Г.Г. Субботин, А.В. Серов

Электронный синхротрон "Пахра" Отдела Физики Высоких Энергий ФИАН запущенный в 1974 г., был спроектирован и построен для экспериментов на выведенном электронном пучке и на рентгеновском излучении, генерируемом при пересечении ускоренными частицами внутренней мишени.

Синхротрон состоит из четырех поворотных магнитов, разделенных прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты в магните $R_0 = 400$ см, длина каждого прямолинейного промежутка $L = 190$ см. Инжектором синхротрона является микротрон на энергию 7.4 МэВ, работающий на первом типе ускорения. Ток инжектора составляет 40 мА в импульсе длительностью 4 мксек. После вывода из микротрона пучок формируется в электронно-оптическом тракте и при помощи магнитного инфлектора вводится в камеру синхротрона.

При работе в проектном режиме ток, текущий через обмотку магнита синхротрона, имеет две составляющие: постоянную составляющую I_0 и переменную составляющую I_{\sim} с частотой $f = 50$ Гц. Амплитуды токов I_0 и I_{\sim} могут регулироваться независимо друг от друга. Длительность цикла ускорения $\simeq 17$ мсек, электроны ускоряются до максимальной энергии за время $\simeq 8$ мсек. Ускоряющий резонатор синхротрона работает на частоте 55 МГц.

Модернизация системы питания магнита позволила реализовать новый режим работы синхротрона "Пахра". В новом режиме магнит возбуждается постоянным током I_0 и однополупериодным импульсом тока I_{im} длительностью 10 мсек. Частота следования импульсов тока может изменяться от 10 Гц до 0.2 Гц. В обмотке магнита импульсный и постоянный токи противоположно направлены. При такой системе питания поле магнита после достижения максимальной величины остается постоянным в течение длительного интервала времени: от 100 мсек при работе с частотой 10 Гц до 5 секунд при 0.2 Гц. В последнем случае в камере синхротрона электроны будут иметь постоянную энергию в течение 99.8% времени цикла ускорения. Такой режим работы синхротрона можно назвать "квазинакопительным".

Система питания позволяет достаточно оперативно изменять токи в магните синхротрона. При этих изменениях энергия электронов в "квазинакопительном" режиме может варьироваться от 50 МэВ до 650 МэВ, а длина волны на которую приходится максимум синхротронного излучения - от 8 мкм до 3.5 нм.

С целью повышения стабильности процесса ускорения была увеличена энергия электронов, инжектируемых в синхротрон. Для этого микротрон-инжектор переведен во второй режим ускорения, при котором энергия электронов возросла от 7.4 МэВ до 11.5 МэВ.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального изучения нового режима синхротрона "Пахра". Эксперименты проводились при энергии частиц 175 и 220 МэВ с частотой циклов магнитного поля 2,5 Гц. Энергия частиц достигала максимальной величины за $t \sim 5$ мсек и оставалась постоянной в течение $t \sim 390$ мсек.

Оптимизация новых режимов работы синхротрона требует исследования динамики пучков в процессе ускорения и накопления. Для проведения наладочных работ была создана система оптической индикации, позволяющая оперативно измерять поперечные размеры электронного пучка и его положения в камере ускорителя.

На рис.1 приведены зависимости от времени интенсивности синхротронного излучения при энергии частиц 175 и 220 МэВ. Для моментов времени $t > 5$ мсек интенсивность

синхротронного излучения пропорциональна величине тока в камере ускорителя. Из осциллограмм видно, что в обоих случаях значение тока уменьшается по экспоненте. Постоянная спада при энергии $E = 175$ МэВ составляет $\tau=27$ мсек а при энергии $E = 220$ МэВ - $\tau=44$ мсек. На рис.2 показана зависимость от времени ширины сгустка. Анализ результатов измерений указывает на то, что основные потери при движении частиц с постоянной энергией происходят из-за рассеяния электронов на атомах остаточного газа в камере. Нужно отметить, что при ускорении частиц до энергии $E = 650$ МэВ постоянная спада будет составлять $\tau \simeq 400$ мсек.

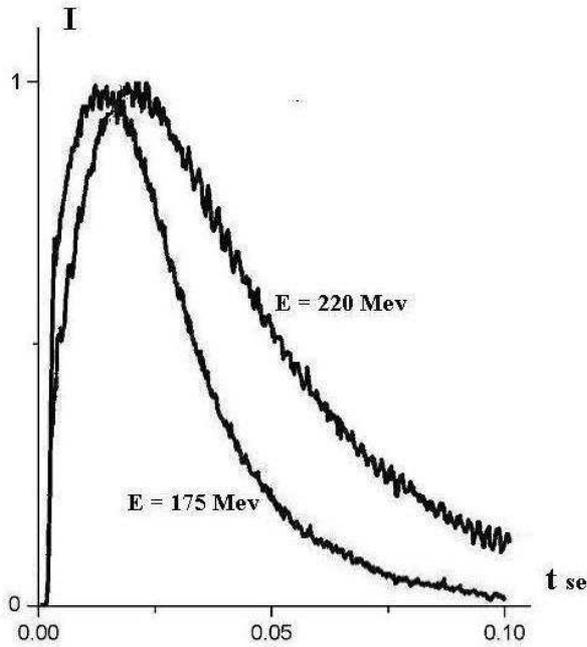


Рис. 1. Зависимость от времени интенсивности синхротронного излучения.

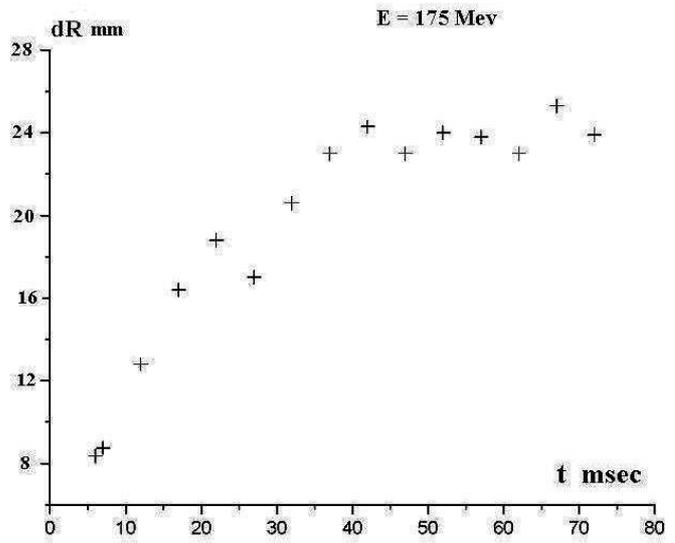


Рис. 2. Изменение во времени ширины пучка.

Импульсная система питания электромагнита синхротрона "Пахра"

Г.Г. Субботин

Электронный синхротрон "Пахра" Физического института РАН является основным инструментом при проведении исследований в Отделе физики высоких энергий.

Ускоритель на энергию 1.2 ГэВ состоит из четырёх поворотных магнитов, разделённых прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты в магните $R_0 = 400$ см, длина каждого прямолинейного промежутка $L = 190$ см. В настоящее время, наряду с выведенным электронным пучком и гамма пучками, предполагается использовать и синхротронное излучение, для чего сооружается канал для исследования в области вакуумного ультрафиолета. Магнитное поле синхротрона изменяется с частотой 50 Гц (синхронизовано с промышленной частотой), что неудобно при проведении работ с синхротронным излучением. Для работы с СИ целесообразно изменить систему питания электромагнита синхротрона с тем, чтобы удерживать электроны на орбите при постоянной энергии в течение 1 сек.

Кратко опишем особенности работы системы питания при традиционном для синхротрона режиме ускорения. Ток, текущий через обмотку магнита, имеет две составляющие: постоянную составляющую и переменную синусоидальную составляющую с промышленной частотой $f = 50$ Гц. Величина постоянного и переменного тока могут регулироваться независимо друг от друга. На рис.1а показана временная зависимость тока в магните синхротрона. По такому же закону изменяется и величина магнитного поля. При энергии 1.2 ГэВ индукция магнитного поля имеет значение 1 Т.

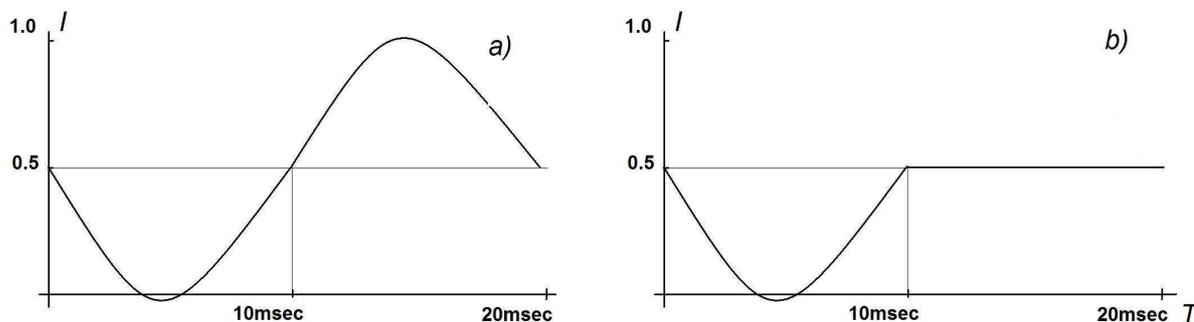


Рис. 1. Зависимость от времени тока текущего через магнит при старой (а) и новой (б) системе питания.

Принципиальная схема питания электромагнита представлена на рис.2. Источником постоянного тока является выпрямитель ВК, который подаёт ток в электромагнит ЭМ через разделительные реактора Р1 и Р2. Для получения переменной составляющей тока электромагнит ЭМ и конденсаторные батареи С1, С2, С3 образуют колебательный контур, который возбуждается автономным инвертором тока ИТ [1].

Для некоторых физических экспериментов необходимо, чтобы энергия электронов в синхротроне оставалась постоянной в течение достаточно большого промежутка времени, сравнимого с длительностью ускорения. Система питания позволяет в течение 3мсек формировать плоскую вершину магнитного поля. Для получения плоской вершины и для синхронизации с промышленной частотой используются тиристорные ключи Т1, Т2,Т3 [2,3].

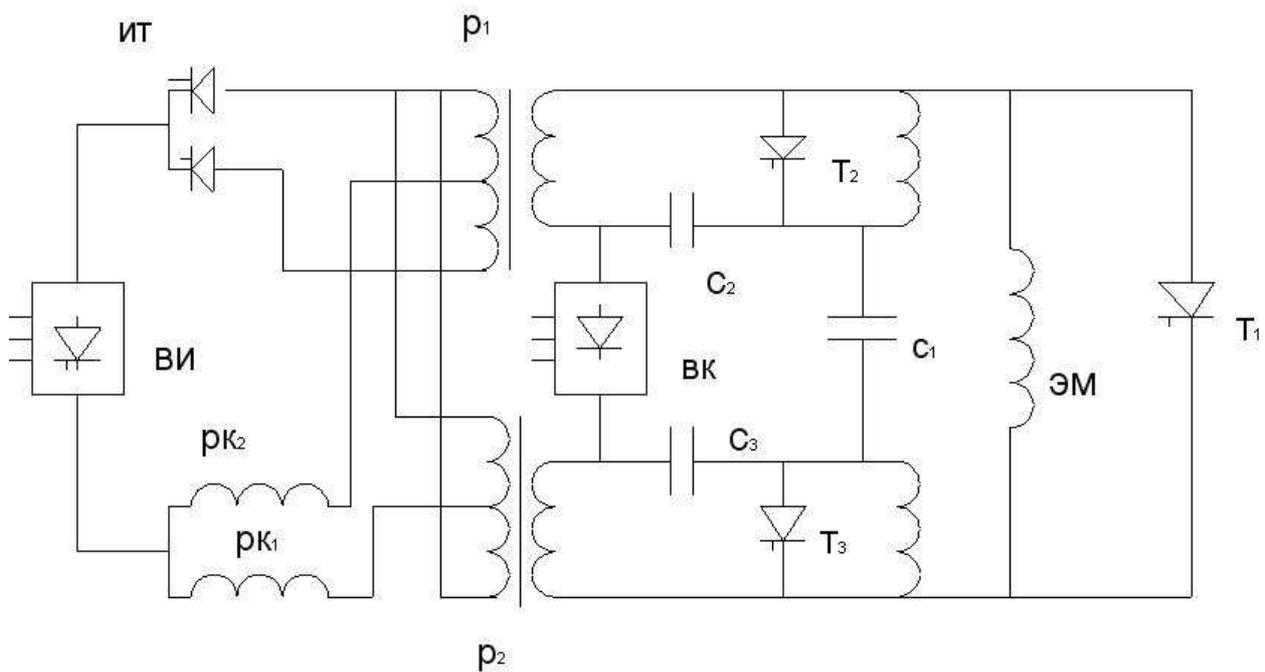


Рис. 2. Схема системы питания. ЭМ – электромагнит синхротрона, $L = 25 \cdot 10^{-3}$ Гн, $R = 32 \cdot 10^{-3}$ Ом. С1, С2, С3 – конденсаторная батарея, суммарная ёмкость 400мкф. Р1, Р2 – реакторы, $L = 55 \cdot 10^{-3}$ Гн, $R = 18 \cdot 10^{-3}$ Ом. РК1, РК2 – реакторы, $L = 6.25$ Гн, $R = 3.72$ Ом. ВК – выпрямитель постоянной составляющей, $I = 3000$ А, $U = 300$ В. ВИ – выпрямитель инвертора, $I = 300$ А, $U = 4000$ В. ИТ – инвертор тиристорный. Т1, Т2, Т3 – тиристорные ключи.

Для использования синхротрона в качестве источника излучения систему питания необходимо перевести в импульсный режим. При этом режиме зависимость от времени тока, текущего через магнит, имеет вид, показанный на рис.1б. Как и при традиционном режиме работы в импульсном режиме, питание постоянным током осуществляется от выпрямителя ВК через реакторы Р1 и Р2. На постоянную составляющую накладывается импульс тока длительностью 10 мсек. Токковые импульсы могут следовать с периодом от 200 мсек до нескольких секунд. Электроны ускоряются до энергии соответствующей току постоянной составляющей и далее удерживаются при этом значении. Энергию можно менять от 100 МэВ до 650 МэВ. Схема преобразованной системы питания магнита показана на рис.3.

Следует отметить, что в обеих системах питания используются одни и те же элементы и переход от одной системы к другой возможен после непродолжительных монтажных работ (2-3 смены).

При импульсном режиме работы конденсаторная батарея С, заряженная от выпрямителя ВИ, разряжается через тиристорный ключ Т1 на обмотку электромагнита ЭМ. После окончания импульса тока напряжение на конденсаторной батарее меняет свою полярность. В этот момент включаются тиристорные ключи Т2, Т3, и от управляемого тиристорного выпрямителя ВИ через реакторы РК1 и РК2 происходит подзарядка ёмкости С. В установившемся режиме работы схемы напряжение выпрямителя равно уменьшению напряжения на ёмкости за один цикл разряд-заряд. Длительность заряда ёмкости С составляет $T/2 = \pi\sqrt{2L_{PK}C} = 0.22$ сек, после этого ёмкость остаётся заряженной до следующего разряда. Декремент затухания разрядного и зарядного контуров $\Delta = 0.14$. При работе на энергии 650 МэВ напряжение на ёмкости составляет 25 кВ. Напряжение выпрямителя ВИ должно быть 3.5 кВ.

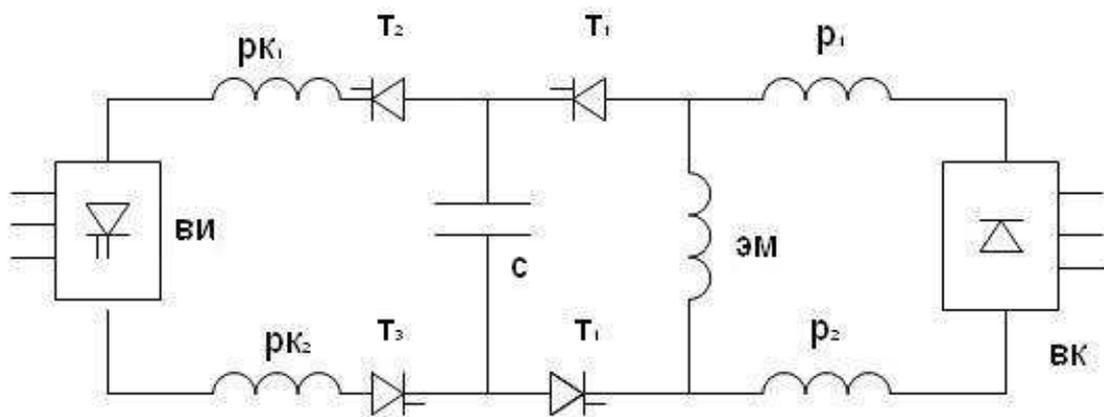


Рис. 3. Схема новой импульсной системы питания.

Электромагнит и конденсаторная батарея спроектированы так, что их средние точки должны иметь нулевой потенциал. Поэтому новая схема питания симметрична относительно этих точек, сопротивление тиристорных ключей должны быть равны друг другу.

Описанная импульсная система питания магнита синхротрона была смонтирована, и были проведены её испытания. Частота следования импульсов тока была сделана кратной частоте промышленной сети для стабильности ускоренного пучка. Диапазон периода следования токовых импульсов составлял от 400 мсек до 2.5 сек. Напряжения и токи, при которых проводились испытания, соответствовали режиму ускорения частиц до энергии 225 МэВ. Это треть от планируемой максимальной энергии. Основной целью испытаний являлась проверка работоспособности предложенной схемы и согласия полученных результатов с проведёнными расчётами. При испытании системы выпрямитель ВИ питался от сети 380 В через повышающий трансформатор. Напряжение 8 кВ на ёмкости С достигалось при напряжении выпрямителя 1.2 кВ. Длительность зарядного тока составила 220 мсек, длительность разрядного – 10 мсек. Испытания выявили трудности синхронизации работы ключей Т2 и Т3 с импульсами выпрямителя ВИ. За время управляющего импульса ток в тиристорах ключей не достигал величины тока удержания. Поэтому тиристорные ключи заменили диодными сборками.

После изменения режима работы высокочастотной системы и инжектора на синхротроне "Пахра" было осуществлено ускорение электронов в импульсном режиме с частотой 2 Гц при энергии 220 МэВ. Проводилось исследование динамики частиц в этом режиме. Дальнейшие работы в этом направлении будут зависеть от планов по реконструкции синхротрона.

- [1] Размадзе Ш.М. Преобразовательные схемы и системы. Москва. Издательство "Высшая школа", 1967 г.
- [2] Гончаренко В.П. и др. Формирование плоской вершины магнитного поля электронного синхротрона. Препринт Г-0388.-Л., НИИЭФА, 1978 г.
- [3] Гончаренко В.П. и др. Синхронизация частоты циклов ускорения быстрых циклических ускорителей с частотой питающей сети. Препринт Г-0514.-Л., НИИЭФА, 1981 г.

Инструментальные средства для развертывания АСУ ускорительных комплексов

*В.М. Алексеев, В.П. Бусыгин, А.В. Кольцов, В.Г. Куракин (ФИАН),
П.В. Куракин (ЗАО Хьюлетт Паккард)*

Крейты КАМАК с контроллерами и комплектами цифровых и аналоговых приборов, а также локальная вычислительная сеть с персональными компьютерами и необходимыми программами образуют инструментальные средства, обеспечивающие не только мониторинг и управление ускорительным комплексом, но также и развертывание самой автоматизированной системы управления (АСУ) комплекса. Ядром описываемой системы является система визуального программирования, предоставляющая пользователю, не обязательно являющемуся профессиональным программистом, средства для "горячего" создания на компьютерах локальной сети измерительных консолей. Последние обеспечивают в реальном масштабе времени физические измерения и управление отдельными приборами, установками и комплексом в целом.

Процесс создания желаемого интерфейса представляет собой конструирование их форм и набора имеющихся компонентов требуемой консоли путем простого перетаскивания их в соответствующую форму и последующим заданием их свойств (заполнения таблиц). Набор компонентов позволяет обеспечить сбор данных от внешних датчиков, других компьютеров и оператора, их преобразование и визуализацию, а также управление внешними устройствами. Перевод консоли из режима конструирования в режим измерения обеспечивается оперативно на этапе выполнения программы (Program Run Time), и сконструированная описанным выше образом консоль после переключения с помощью соответствующего пункта в меню программы сразу же готова к измерениям.

Приводимая ниже литература [1-10], отражающая этапы создания описываемого инструментария, дает полное представление о возможностях созданной и развиваемой системы. В отличие от имеющихся на рынке аналогичных продуктов её отличают:

- по отношению к выпускаемым отдельным измерительным приборам (осциллографы, вольтметры и т.д.) — системность и связанная с этим расширяемость и масштабируемость;
- по отношению к измерительным системам — способы достижения функциональности настраиваемого интерфейса.

Существует две версии программы, отличающиеся библиотекой компонентов. Одна из них предназначена для ускорительных комплексов и включает в себя следующие приборы и надстраиваемые над ними компоненты:

- 16WFD — 16-канальный регистратор формы сигнала;
- WFD — 6-канальный регистратор формы сигнала;
- MDAC8 — 8-канальный мультиплексируемый АЦП;
- DAC8 — 8-канальный ЦАП;
- QDC — 16-канальный преобразователь заряд-код;
- RFMO — вч генератор на основе прямого цифрового синтеза;
- FDAC — генератор сигналов произвольной формы;
- Timer — 8-канальный генератор временных меток;
- Animator — аниматор спектра;
- Functional — интерпретатор.

Другая версия, приспособленная для ядерно-физического эксперимента, и используемая в настоящее время для исследования этих ядер, включает следующие электронные приборы и соответствующие компоненты:

- TDC — 4-канальный преобразователь время-код;
- QDC — 4-канальный преобразователь заряд-код;
- Scaler — 2-х и 4-х канальные счетчики;
- Register — 16-канальный регистр;
- Filter — фильтр данных;
- Delay — вычислитель задержки;
- TDCFun — преобразователь данных ВЦП;
- QDCFun — преобразователь данных ЗЦП.

Обе версии содержат наборы компонентов, ответственные за отображение данных и взаимодействие между компьютерами сети:

- DataBox — индикатор;
- Plot — график (осциллограмма);
- Spectrum — построитель спектра при многоканальных измерениях;
- Histogram — построитель гистограммы при многоканальных измерениях.
- NetSender — передатчик данных с локального компьютера на компьютеры сети;
- NetReceiver — приемник данных с удаленного компьютера сети.

С контроллерами СС84 и СС85 программа работает под управлением любой из 32 разрядных операционных систем семейства Windows, с контроллером К009 — под управлением Windows 9х.

Стоит отметить, что в настоящее время разработанная система с успехом применяется в эксперименте по исследованию эта-мезонных ядер на синхротроне "Пахра", предоставляя значительные удобства физикам, ведущим набор статистики, давая им возможность в режиме on-line наблюдать работу различных каналов сбора информации, видеть различные спектральные распределения и вносить необходимые коррективы в работу физической установки.

- [1] Аванпроект системы компьютерного мониторинга и управления для ускорительного комплекса ОФВЭ ФИАН, под редакцией В.Г.Куракина, 46 с. Москва, 2002 г.
- [2] V.G. Kurakin, V.P. Busygin, A.V. Koltsov. Adjustable computer interface for measurements and control, Proc. 7th Eur. Part. Accel. Conf. EPAC 2000, pp. 1847–1849; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/>
- [3] V.G. Kurakin, A.V. Koltsov, P.V. Kurakin. Flexible User Interface for Computer Measurements and Control. Proc. the 2001 Part. Accel. Conf., Chicago, USA, June 18-22, 2001, pp. 1192–1194; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/>
- [4] V.G. Kurakin, V.M. Alekseev, V.P. Busygin, A.V. Koltsov, G.G. Subbotin, E.I. Tamm, Yu.P. Yanulis, P.V. Kurakin. Automation of the Lebedev Physical Institute Synchrotron to the Energy 1.3 GeV as the First Stage of the Accelerator Upgrade. Proc. of the 2001 Part. Accel. Conf., Chicago, USA, June 18-22, 2001, pp. 2778–2780; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/>
- [5] В.П. Бусыгин, А.В. Кольцов, В.Г. Куракин. Настраиваемый аппаратно-программный интерфейс для физических измерений и управления. Труды 17-го Совещания по ускорителям заряженных частиц, в 2-х томах, т.1, с. 227–230. Протвино, 2000 г.
- [6] В.М. Алексеев, В.П. Бусыгин, А.В. Кольцов, В.Г. Куракин, П.В. Куракин. Система компьютерного мониторинга и управления для резонансных ускорителей. Труды 18-й конференции по ускорителям заряженных частиц, в 2-х томах, т.2, с.552–557. Обнинск, 1–4 октября 2002 г.

- [7] В.М. Алексеев, В.П. Бусыгин, А.В. Кольцов, В.Г. Куракин, Г.Г. Субботин, Е.И.Тамм, П.В. Куракин. Автоматизация электронного синхротрона ФИАН на энергию 1,3 ГэВ как первый этап модернизации ускорителя. Труды 18-й конференции по ускорителям заряженных частиц, в 2-х томах, т.1, с.345–350. Обнинск, 1-4 октября 2002 г. Также: Атомная энергия, т. 93, вып. 6, с. 464–468, 2002 г.
- [8] V.G. Kurakin, A.V. Koltsov, P.V. Kurakin. FLEXUSI – Interface builder for computer based accelerator monitoring and control system. Proc. 19th Russian Conference on Charged Particle Accelerators RuPAC-2004, pp.73–75, Dubna, 2004. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf>. Also in Proc. 8th Intern. Computational Accel. Phys. Conf., St. Petersburg, 29 June – 2 July, 2004.
- [9] V.G. Kurakin, V.M. Alekseev, V.P. Busygin, A.V. Koltsov, P.V.Kurakin. Instrumentation for computer based monitoring and control system deployment. Proc. 20th Russian Conference on Charged Particle Accelerators RuPAC-2006, p. 267–269, Novosibirsk, 2006. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf>
- [10] Отчет по теме 0120.0411277 (рук. В.Г. Куракин), 55 с. Москва, 2007 г.

Программируемые генераторы прямоугольных импульсов для АСУ ускорительных комплексов

В.П. Бусыгин, В.Г. Куракин

Разрабатываемые генераторы предназначены для управления шаговыми двигателями (ШД), синхронизации работы систем ускорителя, а также для настройки различных электронных устройств. Генератор имеет два идентичных канала, каждый из которых разбит на два диапазона: низкочастотный с периодом следования импульсов от 400 нсек до 400 сек, и высокочастотный с периодом от 50 нсек до 10 мсек. Функциональная схема и временные диаграммы генератора приведены на рис. 1.

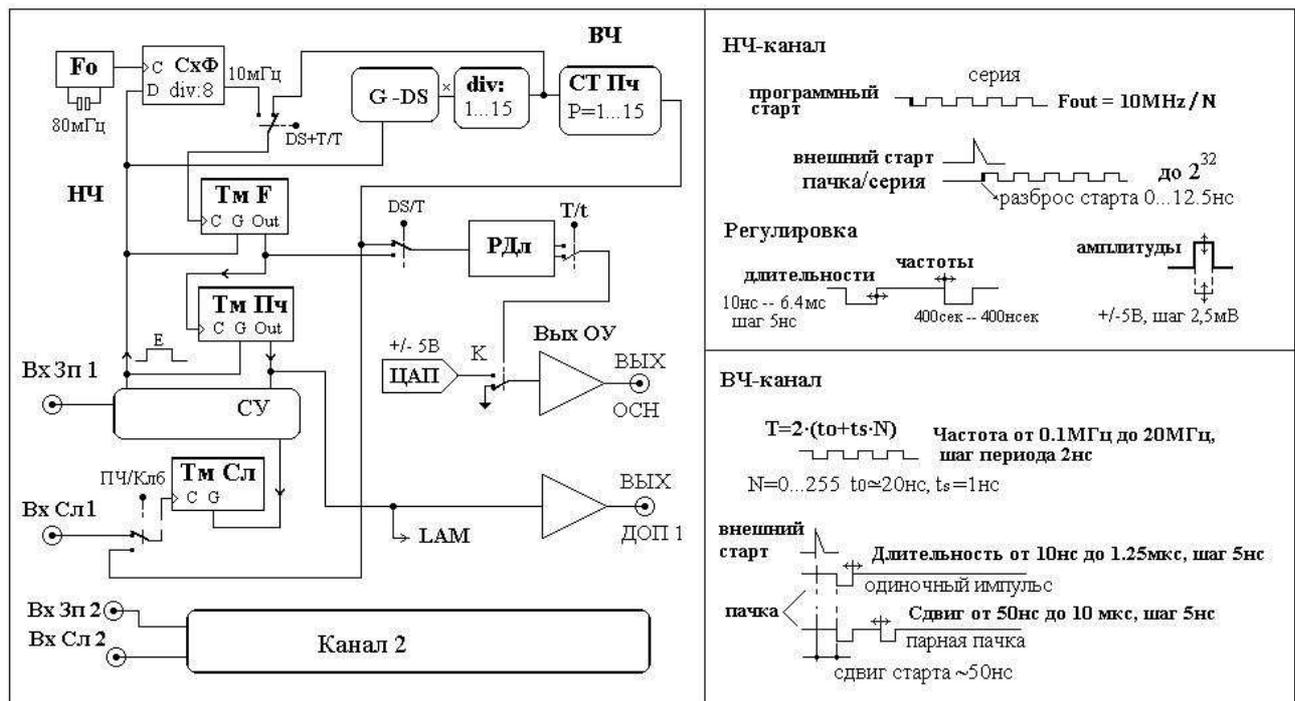


Рис. 1. Функциональная схема прибора и временные диаграммы.

Генератор НЧ-диапазона построен на ИС таймера 82С54-2 с частотой тактирования 10 МГц. На основе данной микросхемы можно реализовать как генератор пачки до 2^{32} импульсов для управления ШД, так и обычный генератор прямоугольных импульсов с возможностью регулировки частоты и скважности.

В качестве опорного осциллятора в схеме используется кварцевый генератор с частотой 80 МГц, что позволяет обеспечивать с помощью схемы фазирования точность привязки начала серии 12.5 нсек. Таймер регулирует частоту методом деления по формуле $1/K$, где K – натуральное число. Программируемый таймер 82С54-2 при тактировании его пачкой импульсов требует дополнительной специальной фазировки для сохранения итоговой точности привязки в 12.5 нсек для всей схемы НЧ-диапазона.

На выходе таймера получается серия с максимальной частотой 2.5 мГц, минимальной длительностью импульса 100нсек; шаг изменения длительности 100 нсек. Приемлемая плавность регулировки частоты $\sim 1\%$ обеспечивается при $K \sim 100$ т.е. частотах ≥ 0.1 МГц. Максимальный период генерации ~ 400 сек. ИС таймера пачки ТмПЧ задает число импульсов в пачке до 2^{32} .

НЧ-канал имеет вход слежения ВхСл для контроля числа реально исполняемых импульсов пачки, что необходимо ввиду возможного проскальзывания ШД. Импульсы с этого входа поступают на таймер слежения ТмСл, содержимое которого контролируется после окончания пачки.

Генератор вч-диапазона ВЧ построен на микросхеме DS1023. Эта цифровая линия задержки (ЦЛЗ) включена в кольцевом старт-стопном режиме и обеспечивает изменение периода колебаний по формуле $T = 2t_0 + 2Nt_s$, где $t_0 \sim 20$ нсек – начальная задержка ЦЛЗ, $t_s = 1$ нсек – шаг изменения задержки, N – код задержки от 0 до 255. Минимальный период генератора равен ~ 50 нсек, максимальный ~ 550 нсек.

После ЦЛЗ включен делитель с коэффициентом деления от 1 до 15, обеспечивающий расширение частотного диапазона до 0.1 МГц. Генератор ВЧ имеет также собственный счетчик пачки, задающий число импульсов в пачке от 1 до 15, а также режим пропуска серии. При этом можно получить как одиночный выходной импульс с переменной длительностью, так и двойные, тройные, ..., 15-е импульсы.

Последовательность импульсов от таймера ТмФ, либо от генератора ВЧ через ключ DS/Тм поступает на схему регулирования длительности РД. Схема реализована на ЦЛЗ DS1023 с шагом регулировки 5 нсек (1 нсек) и имеет два режима регулирования – грубый и плавный. Грубый шаг 100 нсек задается таймером ТмФ, а плавный шаг 5 нсек (1 нсек) внутри шага 100 нсек задается ЦЛЗ. Это обеспечивает регулировку длительности выходного сигнала в диапазоне от 10 нсек до 1250 нсек с шагом 5 нсек (1 нсек).

В приборе предусмотрена возможность использовать в качестве опорного источника для таймера ТмФ генератор ВЧ. Для этого служит ключ DS+Т/Т. Такое включение позволяет использовать достоинства генератора ВЧ, чтобы осуществлять более плавное регулирование частоты и исключить разброс старта пачки при внешнем запуске. В чистом ВЧ-режиме максимальная длительность импульса составляет 1,25 мкс, так как ВЧ генератор позволяет менять лишь период генерации. Использование ВЧ генератора как опорного для нч-режима позволяет получать любую длительность импульса в последовательности (регулировать скважность), как это описано выше для НЧ-режима.

Обеспечивая стабильный внешний запуск, генератор ВЧ имеет невысокую температурную стабильность частоты (примерно 1% во всем диапазоне). Для улучшения стабильности и абсолютной калибровки предусмотрен режим самокалибровки ВЧ-канала. Для этого используются таймеры ТмПч и ТмСл, а также ключ Пч/Клб. В режиме самокалибровки таймеры ТмПч и ТмСл с помощью ключа Пч/Клб преобразуются в частотомер, который позволяет программно контролировать частоту ВЧ канала.

После схемы РД последовательность поступает на схему регулировки амплитуды РА. Схема РА включает 12-битный ЦАП (AD7390), скоростной ключ К (AD8180) и быстрый усилитель AD8017. ИС ЦАПа обеспечивает регулировку выходного импульса с шагом 2.5 мВ в диапазоне $+/- 5$ В на 50 Ом нагрузки. Видеоключ AD8180 имеет скорость нарастания фронта 750 В/мксек и время установления с точностью 0.1% – 14 нсек, что обеспечивает формирование крутых фронтов с малыми искажениями. ИС AD8017, используемая как драйвер xDSL линий, обеспечивает выходной ток до 600 мА и скорость нарастания 1000 В/мксек.

Кроме основного выхода каждый импульсный канал имеет дополнительный выход, на который выводится концевой импульс пачки.

В случае использования стандарта КАМАК питание прибора осуществляется от шин $+/- 6$ В. В других случаях используется соответствующий внешний стабилизированный сетевой адаптер. Возможен вариант размещения на плате DC-DC преобразователя $+6$ В \rightarrow -6 В, в этом случае достаточен внешний стабилизированный адаптер на $+6$ В.

Последнее время прослеживается тенденция использования скоростного (10 и более Мбит/сек) встроенного последовательного интерфейса у сложных ИС с целью минимизации места на плате и удешевления корпусов ИС. Большинство использованных в приборе

программируемых чипов имеют последовательный интерфейс и предполагают лишь запись информации. При этом различные чипы имеют разный формат (длину слова от 8 бит до 132 бит), а общее число команд управления более 30. В связи с этим в качестве общего знаменателя был выбран универсальный внутренний последовательный протокол.

Для реализации этого протокола достаточно четырех линий – две линии для двусторонней передачи данных и две линии стробов. Эти четыре линии могут эмулироваться как в рамках стандарта КАМАК так и других стандартов – USB, LPT и других.

О стратегических направлениях развития ОФВЭ ФИАН

Г.А. Сокол

В последние 3–5 лет на самых разных уровнях в ФИАНе и РАН обсуждается вопрос о судьбе Отдела физики высоких энергий (ОФВЭ) ФИАН, расположенного в г. Троицке, Московской области и о судьбе основной экспериментальной установки Отдела – электронного синхротрона с номинальной энергией электронов $E_e = 1300$ МэВ. Синхротрон работает с 1980 года по настоящее время при максимальной энергии электронного пучка $E_{e\max} = 850$ МэВ, что достаточно для осуществления исследований электромагнитных процессов в области первых нуклонных резонансов. Долгосрочным стратегическим планом возможного развития ОФВЭ (на 2009 - 2020 гг.) и посвящены настоящие заметки.

В настоящее время из многочисленных обсуждений можно выделить 3 основных стратегических направлений развития ОФВЭ ФИАН:

1. Проведение фундаментальных исследований по физике электромагнитных взаимодействий в области малых и средних энергий на основе ускорителя электронов с конечной энергией $E_e = 2$ ГэВ. Предполагается разработка и создание нового ускорителя на основе высокочастотных криогенных ускорительных элементов и размещение ускорителя на базе комплекса помещений и электросилового структуры существующего синхротрона "ПАХРА".
2. Участие в коллаборациях по физике электромагнитных взаимодействий и физике высоких энергий на существующих европейских и американских ускорителях при использовании существующего синхротрона ФИАН "ПАХРА" как базы для калибровочных измерений характеристик различных детекторов и для методических работ.
3. Создание Центра по разработке и сооружению компактных ускорителей протонов и ядер для использования их в прикладных целях в различных областях науки и техники. Создание Центра предполагается осуществить на базе помещений комплекса "ПАХРА" при ликвидации существующего синхротрона.

Все 3 направления развития ОФВЭ ФИАН имеют своих сторонников и существенные заделы в ОФВЭ и в ФИАНе. Они, естественно, требуют различных финансовых затрат, различных потребностей в молодых специалистах и характеризуются различными сроками достижения конечного результата.

Следует, конечно, понимать, что эти направления неравноценны по своей значимости для развития науки в ФИАНе, в РАН и в целом в нашей стране. Их реализация в значительной степени зависит от общей экономической ситуации в стране, а главное, от отношения к науке руководства нашей страны.

Рассмотрим более подробно основные особенности этих 3-х направлений .

Первое направление имеет целью создание Центра электромагнитных исследований не только в ФИАНе, но и в РАН, и в целом в России. Оно предлагается инициативной группой сотрудников ФИАН, ИЯИ РАН и НИИЯФ МГУ (возможно также участие Министерства атомной энергии и Министерства науки и образования). Это направление исследований поддерживается ЛФВЭ ОИЯИ (Дубна), а также Научным Советом по физике

электромагнитных взаимодействий РАН. Основой предложения инициативной группы является разработка и создание ускорителя электронов с конечной энергией $E_e = 2$ ГэВ на основе криогенных высокочастотных ускоряющих структур. Создание такого ускорителя обеспечит продолжение развития традиционных для ОФВЭ ФИАН электромагнитных исследований в области малых и средних энергий. Предполагается создание и использование пучков меченых по энергии фотонов и меченых по энергии мезонов, а также пучков тормозного и синхротронного излучений.

Существенным отличием от существующих в Европе и США аналогичных центров явится создание меченых по энергии η , ω , η' и ϕ -мезонов (М). Создание и использование меченых по энергии мезонов М позволит существенно расширить состав взаимодействующих с нуклонами и ядрами частиц (мезонов) и тем самым продвинуться в новую область ядерной физики.

Финансовые затраты по первому направлению будут наибольшими из 3-х отмеченных выше направлений и потребуют участия не только РАН, но и ряда министерств, а также целенаправленной финансовой федеральной программы (по примеру программы по нанотехнологиям). В итоге, через 5–7 лет в России может появиться современный Центр исследований по физике частиц и ядер на уровне европейских центров (Майнц, Бонн, Лунд, Гренобль), а также СЕБАФ (США). Со временем, (а, возможно, и параллельно) на базе такого Центра возможно создание ряда пучков частиц (π и К-мезонов). Рассматривается возможность создания пучков нейтронов для осуществления прикладных исследований, например, методических работ по ядерной трансмутации.

В рамках этого направления необходимо предусмотреть параллельное развитие жилищного строительства в г. Троицке, что позволит привлечь к работе в этом Центре молодых специалистов разных профилей (физиков, инженеров, программистов), и тем самым наукоград Троицк может действительно стать одним из крупных ядерных Центров в стране, подобно биологическому Центру в г. Пущино или международному научному Центру ОИЯИ в г. Дубне.

Первым шагом в реализации этого направления явится разработка концептуального проекта создания Центра электромагнитных исследований с указанием основных направлений фундаментальных исследований в физике частиц и ядер. Будет дана оценка финансовых затрат, а также потребность в научных кадрах.

До ввода в эксплуатацию нового Центра электромагнитных исследований необходимо поддерживать работоспособность существующего синхротрона "ПАХРА" в г. Троицке. Для этой цели нужно заменить существующую уже 30 лет кабельную систему электропитания, которая исчерпала свой рабочий ресурс и находится в аварийном состоянии. Аналогичная ситуация сложилась и системой водообеспечения. Новая кабельная система и система водообеспечения должны учитывать потребности нового ускорительного Центра.

Второе стратегическое направление (участие в международных коллаборациях на европейских и американских ускорителях) также имеет своих сторонников в ОФВЭ и в ФИАНе. Имеется солидный опыт проведения совместных исследований в зарубежных научных Центрах. В ОФВЭ существует группа, работающая на *ep*-коллайдере в ДЕЗИ (г. Гамбург) начиная со времен его создания (1980-е годы). В Майнце на установке МАМИС в коллаборации А2 сотрудники ОФВЭ участвуют в экспериментах на пучке меченых фотонов с энергией $E_e = 1500$ МэВ. Планируется участие сотрудников ОФВЭ ФИАН в исследованиях на электронном ускорителе в г. Лунд на пучке фотонов с энергией $E_e = 250$ МэВ. Планируется также определенное участие в экспериментах на установке в Гренобле с 1.5 ГэВ-ным фотонным пучком от обратного комптоновского рассеяния на электронах. Существуют в ОФВЭ физические группы, принимающие участие в совместных исследованиях на пучках протонов и ядер Нуклотрона ОИЯИ (г. Дубна). Ряд сотрудников ОФВЭ участвуют в совместных работах в ЦЕРНе.

Как правило, зарубежные коллаборации объединяют физиков нескольких стран, и численность таких объединений достигает нескольких десятков и даже сотен участников. Доля российских физиков в коллаборациях составляет лишь несколько процентов. Для участия в коллаборации необходимо финансовое обеспечение со стороны страны-участницы как для индивидуального проживания своих сотрудников в Центре, так и для оплаты работ по созданию и эксплуатации экспериментальной установки. Обычно такое обеспечение определяется соответствующим Договором о сотрудничестве между страной-участницей и Центром, где проводятся исследования. Договор оформляется на срок от 1 года до нескольких лет, требуемые финансовые затраты достаточно большие, и поэтому, как правило, число участников минимально.

Если в Институте и в РФ нет собственной экспериментальной базы для таких исследований, то такой вид деятельности (участие в коллаборациях) не приводит к развитию широкого фронта исследований в Институте и в РФ по этому конкретному направлению.

Точно так же, как переработка нефти, газа, угля и других ископаемых продуктов внутри страны необходима, чтобы страна стала действительно высокоразвитой индустриальной державой, а не только страной – источником сырья, так и конкретное использование в научных центрах страны многочисленных выпускников МИФИ, физтеха, физфака МГУ и других крупных ВУЗов страны, а также создание современных Центров для проведения фундаментальных исследований необходимо для превращения РФ в современную развитую страну, которая сможет конкурировать с ведущими странами Европы, Америки и Азии в интеллектуальной области, в области ядерной физики и физики частиц промежуточных энергий.

Третий стратегический путь – развитие прикладных исследований. Один из вариантов такого развития – разработка, изготовление и тиражирование компактного ускорителя ядер углерода ($Z = 6$), предназначенного для использования в медицине при лечении онкологических заболеваний. Предполагается, что подобные ускорители могут быть востребованы в больших количествах (десятки штук) не только в нашей стране, но и за рубежом, и, таким образом, их разработка, изготовление, тиражирование и продажа может оказаться весьма прибыльным делом. Для развития фундаментальных исследований по физике частиц и ядер этот путь непосредственного отношения не имеет, но возможно использование получаемых от продажи ускорителей денег для финансирования конкретных задач, связанных с определенными этапами фундаментальных исследований в области ядерной физики.

Для развития прикладного направления требуется первоначальный капитал, а также время для разработки и создания конкретного ускорителя. Следует, конечно, понимать, что этот путь связан с преодолением конкуренции на рынке сбыта таких ускорителей, в чем уже сейчас имеются серьезные опасения, поскольку такие ускорители уже разработаны за рубежом (Япония). Как стало известно, в середине 2008 года Правительство РФ запретило любые операции по передаче прав собственности на землю для Институтов РАН, что сразу исключает возможность строительства коттеджей и жилых домов на территории, закрепленной за ФИАН в г. Троицке (участок ФИАН на 42-м км Калужского шоссе). Это строительство связывалось с обеспечением кадрами для разработки и сооружения (и, возможно, тиражирования) ускорителя ионов для медицинских целей на основе существующего центра "ПАХРА". Таким образом, 3-е направление можно считать закрытым.

Как следует из представленных выше замечаний, только первое направление может обеспечить продолжение генерального направления ФИАН, заложенного еще В.И. Векслером в 50-е годы, и обеспечить развитие фундаментальных исследований частиц и ядер не только в ФИАНе, но и в РАН и в РФ с

использованием пучков фотонов, электронов и мезонов на основе криогенного ускорителя электронов с максимальной энергией $E_e = 2$ ГэВ.

Остановимся на различиях и на преимуществах исследований частиц и ядер с помощью пучков электронов и γ -квантов по сравнению с исследованиями при использовании пучков нуклонов и ядер. Основное различие состоит в том, что пучки нуклонов и ядер используются в основном для целей получения новых частиц и новых состояний ядерной материи, для исследования кварк-глюонной плазмы. Для этих целей требуются пучки частиц возможно больших энергий, и оптимальным вариантом реализации энергии взаимодействующих частиц для образования новых частиц является вариант коллайдеров. Пучки же γ -квантов и e -пучки в первую очередь используются для целей изучения структуры частиц и ядер, изучения свойств частиц, таких как поляризуемость, изучения взаимодействия частиц внутри ядра.

Можно выделить следующие особенности взаимодействия, присущие только пучкам γ -квантам и e -пучкам:

1. прежде всего, это **точечность** электронов и γ -квантов. Размеры электрона оцениваются на уровне $\Delta x = 10^{-16}$ см, что на много порядков меньше размера нуклона;
2. взаимодействие e и γ -квантов с частицами носит **хорошо известный электромагнитный характер**. Оно в 137 раз слабее ядерного взаимодействия и хорошо описывается существующими законами электромагнетизма;
3. взаимодействие e и γ -квантов с частицами практически **не возмущает объект** исследования, так что можно действительно изучать структуру объекта.

В случае же пучков нуклонов и ядер из-за сильного взаимодействия налетающей частицы с объектом исследования объект уже не сохраняется в первоначальном виде, и в результате информация о структуре объекта искажается.

В силу отмеченных выше особенностей взаимодействия e и γ -квантов с частицами, их использование для целей исследования структуры частиц и ядер предпочтительнее по сравнению с использованием для этих целей пучков π -мезонов, нуклонов и ядер.

Рассмотрим более подробно структуру предлагаемого ускорительного комплекса с максимальной энергией электронов $E_{e\max} = 2$ ГэВ.

Для создания современного ускорителя электронов с энергией $E_{e\max} = 2$ ГэВ предполагается использовать высокочастотные криогенные структуры с ускорением 25 МэВ/метр. Разработка высокочастотных криогенных ускорительных структур проводится в ряде зарубежных центрах, и в настоящее время созданы структуры с ускорением 50 МэВ/метр. Для размещения ускорительных структур предполагается использовать имеющийся зал, где в настоящее время располагается синхротрон "ПАХРА". Зал имеет размеры 25×25 м², расположен на уровне земли и имеет обширное подвальное помещение для расположения в нем силовых кабелей. В таком зале можно расположить 4 линейки ускорительных структур (по сторонам зала) по 10 элементов в каждой линейке и 4 пары поворотных магнитных линз в углах зала. Каждая линейка ускоряющих структур обеспечивает ускорение электронов $\Delta E = 250$ МэВ, и, таким образом, один оборот электронного пучка может дать энергию электронов $E_e = 250 \times = 1$ ГэВ. Размеры зала таковы, что можно обеспечить 2 оборота электронного пучка. В результате возможно получение электронного ускоренного пучка с энергией электронов $E_e = 2$ ГэВ (см. рис. 1).

Вывод электронного пучка осуществляется в экспериментальный зал размером 30×30 м². На выведенном электронном пучке располагается система мечения по энергии γ -квантов и экспериментальная 4π -установка для регистрации продуктов реакции, возникающих при использовании пучков таких γ -квантов. Далее располагается система образования и мечения по энергии короткоживущих η , ω , η' и ϕ - мезонов (М), которая использует

меченые по энергии γ -кванты. Мезоны выделяются путем регистрации протона, на котором произошло рождение конкретного мезона при известной энергии γ -кванта. Энергия мезона определяется по соотношению:

$$E_M = E_\gamma - E_p.$$

Эта вторая установка мечения должна также иметь 4π -геометрию и должна быть ориентирована на регистрацию и измерение энергии всех частиц, возникающих в результате взаимодействия мезонов M с ядром-мишенью. Поскольку мезоны M являются короткоживущими частицами, то они практически не вылетают из ядра-мишени, где они возникают и где происходит их взаимодействие с нуклонами ядра.

Как в системе мечения γ -квантов, так и в системе мечения мезонов используется как правило лишь 1–2% всей интенсивности выведенного электронного пучка. Остающийся e -пучок необходимо "погасить", т.е. поглотить всю его энергию. Для этой цели обычно используются специально спроектированные "могильники", обеспечивающие минимальное остаточное фоновое излучение.

Возможно другое решение проблемы гашения остаточного пучка электронов. Это так называемая рекуперация электронного пучка. После прохождения систем мечения и экспериментальных установок e -пучок разворачивается с помощью соответствующих магнитных систем и возвращается в ускоряющую систему ускорителя. Возврат e -пучка осуществляется в противофазе, и тем самым, e -пучок, отдавая свою энергию системе ускорения, не только "гасится", но и значительно уменьшает энергозатраты основной ускоряющей системы. После значительного уменьшения энергии возвращенного пучка электронов (до нескольких МэВ) пучок окончательно гасится в "могильнике" при значительно меньшем фоновом сопровождении по сравнению со случаем гашения пучка электронов с энергией $E_e = 2$ ГэВ.

Обоснование создания ускорителя электронов на основе использования высокочастотных криогенных ускорительных структур изложено в работе [1]. На рис. 1 изображена схема получения ускоренного пучка электронов с энергией $E_e = 2$ ГэВ с помощью высокочастотных криогенных ускоряющих структур с рекуперацией отработанного e -пучка, а также системы мечения γ -квантов и мезонов по энергии и системы регистрации возникающих продуктов реакции; показаны также пучок γ -квантов тормозного излучения и пучок синхротронного излучения, которые выводятся во 2-ой экспериментальный зал ускорительного комплекса "ПАХРА".

- [1] V.G. Kurakin, G.A. Sokol, V.G. Nedoresov, B.S. Ishkhanov, V.I. Shvedunov. Superconducting RF electron recirculator for nuclear physics research at Lebedev Physical Institute. Contribution to the RuPAC-2008 Conference, Zvenigorod, Russia (2008); <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/r08/papers/TUAPH02.pdf>

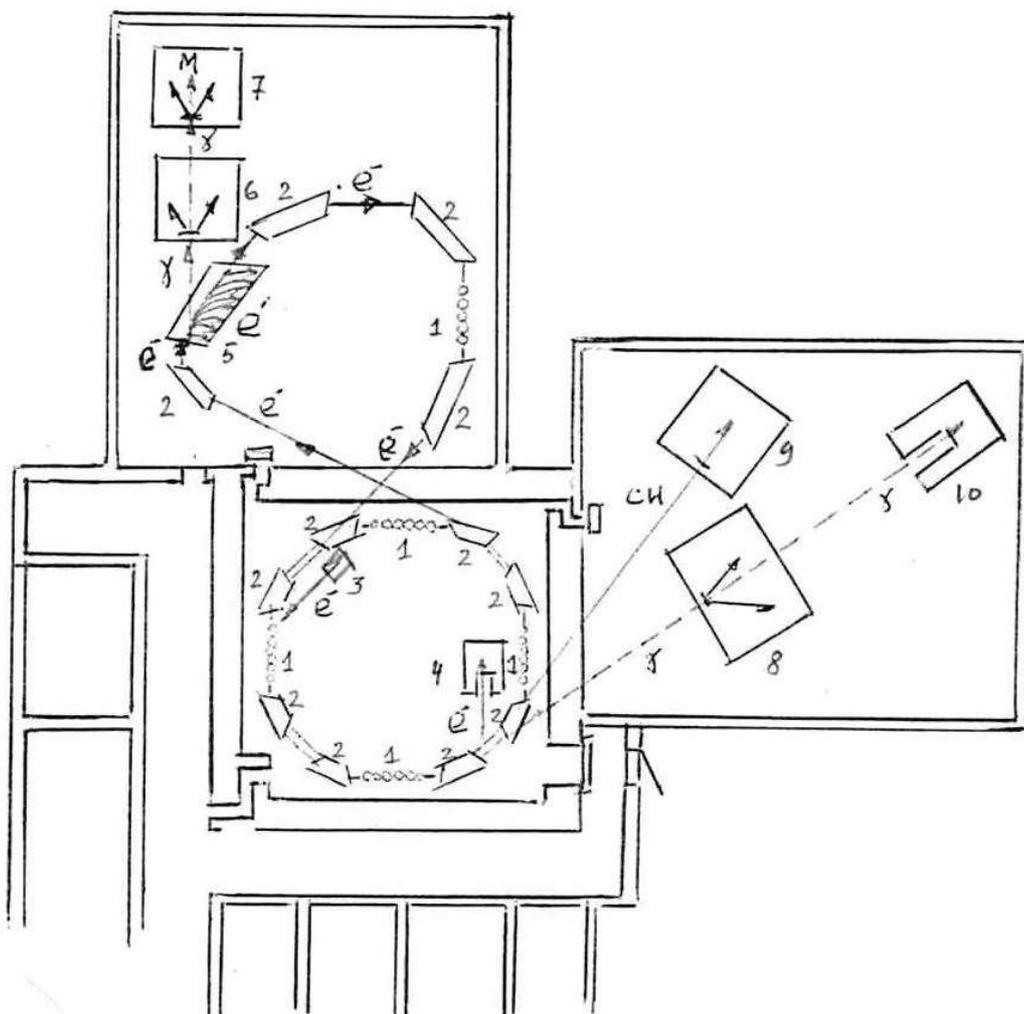


Рис. 1. Схема получения пучка электронов с $E_e = 2$ ГэВ с помощью криогенных ускоряющих ВЧ структур (1); схемы получения меченых по энергии γ -квантов (5) и меченых по энергии мезонов (7) в ускорительном и экспериментальных залах существующего комплекса "ПАХРА". Обозначения: (1) – криогенные ускоряющие ВЧ структуры; (2) – магнитные линзы; (3) – инжектор электронов; (4) – "могильник" отработанного e -пучка; (5) – система мечения по энергии γ -квантов; (6) – экспериментальная установка на меченых γ -квантов; (7) – установка получения и использования меченых по энергии η , ω , η' и ϕ - мезонов; (8) – установка для проведения исследований на тормозном γ -пучке; (9) – установка для исследований на пучке синхротронного излучения; (10) – "могильник" для поглощения пучка γ -квантов тормозного излучения.

Концепция электронного сверхпроводящего рециркулятора для ускорительного комплекса ФИАН

В.Г. Куракин, Г.А. Сокол (ФИАН), В.Г. Недорезов (ИЯИ),
Б.С. Ишханов, В.И. Шведун (НИИЯФ МГУ)

Электронный синхротрон отдела физики высоких энергий ФИАН на энергию 1.3 ГэВ на площадке в г. Троицке работает на ядерно-физический эксперимент более 30 лет – с середины 1970-х годов. За это время был проведен ряд интересных и ярких исследований – таких как эксперименты по поиску и исследованию эта-мезонных ядер, продолжающиеся и в настоящее время. За тот же период на синхротроне была модернизирована система питания магнита, обеспечившая формирование плато магнитного поля в конце цикла ускорения (“плоская вершина”) и осуществлен медленный вывод электронов, что позволило развернуть исследования на пучке меченых фотонов. Также была модифицирована система инжекции – реализован метод инжекции в прямолинейный промежуток с помощью септум- магнита, что существенно улучшило эксплуатационные характеристики ускорителя.

Теоретики указывают на довольно обширный круг задач в области ядерной физики и физики элементарных частиц, которые могли бы быть исследованы с помощью электронных и фотонных пучков в области энергий 300–500 МэВ и 1–2 ГэВ. После соответствующей модернизации ускорителя он мог бы быть использован для получения новых данных о структуре материи. Для поддержания работы ускорителя требуется замена вакуумной камеры, необходимо развернуть компьютеризированную систему управления, возможно, потребуется замена инжектора, и все эти работы можно осуществить в течение 2–3 лет даже при умеренном финансировании проекта. Представляет, однако, интерес и проект нового ускорителя на основе современных достижений в области высокочастотной сверхпроводимости.

Уже 10 лет назад в многоячейстых сверхпроводящих резонаторах из ниобия был достигнут ускоряющий градиент 25 МэВ/м и выше при добротности $5 \cdot 10^9$ (ускоряющая структура комплекса Tesla Test Facility, $f = 1.3$ ГГц, рабочая температура 2 К). Современная технология оперирует со средними значениями 31.5 МэВ/м при добротности 10^{10} при упомянутых выше значениях частоты и температуры. Существующая инфраструктура ускоряющего комплекса ФИАН в г. Троицке – ускорительный и экспериментальные залы, электроэнергетика – позволяет разместить ускоритель электронов непрерывного действия с максимальной энергией до 2 ГэВ, выполненный по схеме политрона 4-го порядка с ускоряющими структурами отмеченного выше типа. Достоинство данной схемы – её компактность и хорошая приспособленность для квадратной геометрии существующего ускорительного зала с размерами 25×25 м² и примыкающих экспериментальных залов. Политрон 4-го порядка состоит из 4-х линейных ускорителей, расположенных по сторонам квадрата, и 4-х дублетов дипольных магнитов с постоянным во времени и однородным в пространстве магнитным полем, расположенных в вершинах квадрата. Условие синхронизма для политрона (условие движения в одной и той же фазе вч поля ускоряющей структуры после каждого оборота) записывается в виде [1]

$$\Delta E(\text{МэВ}) = 1.5B(\text{Т})g\lambda \frac{1}{\theta - \sin \theta}.$$

Здесь ΔE – прирост энергии за оборот, B – индукция магнитного поля, λ – длина волны ускоряющего поля, $g = 1, 2, 3 \dots$ – кратность ускорения, $\theta = \pi/k$, k – порядок политрона.

Схема ускорителя с петлей рекуперации энергии отработанного электронного пучка представлена на рис. 1, основные параметры ускорителя приведены в таблице 1.

Вывод электронного пучка из рециркулятора обеспечивается укороченной протяженностью полюса второго дипольного магнита дублета. Отклонившись на очередном витке в первом дипольном магните на 45° , электроны пролетают мимо полюса второго диполя и попадают в расположенный в экспериментальном зале дипольный магнит с противоположным полем. Вместе с линзами 5, образующими телескопическую систему, эти два магнита осуществляют параллельный ахроматический перенос пучка.

Рекуперация энергии электронного пучка преследует две цели – уменьшение энергии отработанного электронного пучка перед его поглощением в могильнике путем передачи энергии ускоряющему полю в ускоряющих структурах, а также снижение уровня потребляемой вч мощности и, следовательно, снижение розеточного потребления электроэнергии всего комплекса. Более подробное описание можно найти в [2].

Отметим, что при соответствующей модификации схему ускорителя с рекуперацией можно обратить в источник синхротронного излучения с большой яркостью электронного пучка, что обеспечивается малыми размерами электронного пучка.

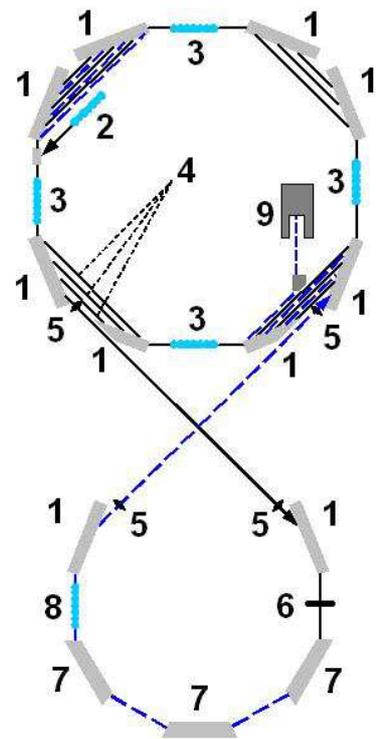


Рис. 1. Схема сверхпроводящего ускорителя-рециркулятора. 1 – магнитный дублет, 2 – инжектор, 3 – сверхпроводящий линейный ускоритель, 4 – траектории электронов, 5 – магнитные линзы, 6 – мишень, 7 – ахроматическая магнитная система, 8 – ускоритель для коррекции энергии отработанного пучка, 9 – поглотитель электронов низкой энергии.

[1] К.А. Беловинцев, А.И. Карев, В.Г. Куракин. Перспективы использования сегментных магнитов в рециркуляторах электронов на высокие энергии. Письма в ЖТФ, т. 10, вып. 7, 439–442. 1984.

[2] V.G. Kurakin et al. Superconducting RF Electron Recirculator for Nuclear Physics Research at Lebedev Physical Institute. Proc. 21th Russian Conf. on Charged Particle Accelerator RuPAC-2008, pp. 107–109; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/r08/papers/TUAPH02.pdf>

Полная энергия	2050 МэВ
Увеличение энергии за оборот	600 МэВ
Прирост энергии в одном ускорителе	150 МэВ
Энергия инжекции	100 МэВ
Число оборотов	3
Величина магнитного поля в диполях	1.36 Т
Размеры диполя	0.4 м × 3.6 м
Минимальный радиус траектории	0.6 м
Максимальный радиус траектории	4.7 м
Частота вч поля в линейном ускорителе	1.3 ГГц

Таблица 1. Основные параметры ускорителя-рециркулятора.

О возможных путях развития ОФВЭ

Е.Г. Бессонов

Основным направлением научной деятельности Отдела физики высоких энергий ФИАН является физика электромагнитных процессов. В Отделе имеется синхротрон "Пахра" на энергию 1.2 ГэВ. На синхротроне имеются фотонный и выведенный электронный пучки, а также пучок синхротронного излучения. Интенсивность синхротрона ($\sim 10^{12}$ e/сек) и качество пучков находятся на низком уровне. Требуется реконструкция синхротрона и последующая замена его на современный ускоритель. Электронные синхротроны для физики элементарных частиц с конца 70-х годов не строят (см. Рис. 1), т.к. они обладают низкой средней интенсивностью и выведенным электронным пучком низкого качества. Они продолжают строиться для инъекции в накопительные кольца со встречными пучками и в источники синхротронного и ондуляторного излучения, называемые также источниками света [1,2].

В настоящее время планируется замена фарфоровой вакуумной камеры синхротрона на металлокерамическую и микротрона на энергию ~ 7 МэВ на высокоточный линейный ускоритель (энергия $\sim 20-40$ МэВ, ток в импульсе ~ 100 мА, энергетический разброс $\sim 0.5\%$) для увеличения его интенсивности. В зале синхротрона можно разместить рециркулятор на энергию $\sim 2-3$ ГэВ. За основу можно взять проекты рециркуляторов, развиваемых в Лунде (Швеция), Сакле (Франция), Дарсбери, Англия (см. Рис. 2-4) [3-5]. Рециркулятор, использующий рекуперацию энергии, даст непрерывные пучки с энергией $\sim 1-3$ ГэВ, большим током и маленьким эмиттансом. При токе ~ 100 мА он будет работать в режиме источника света четвертого поколения. При токе пучка ~ 100 мкА он, очевидно, сможет работать на физику элементарных частиц в режиме ускорителя (без рекуперации энергии пучка). В режиме источника света на рециркуляторе возможна генерация жестких гамма-квантов для ядерной физики в режиме обратного комптоновского рассеяния.

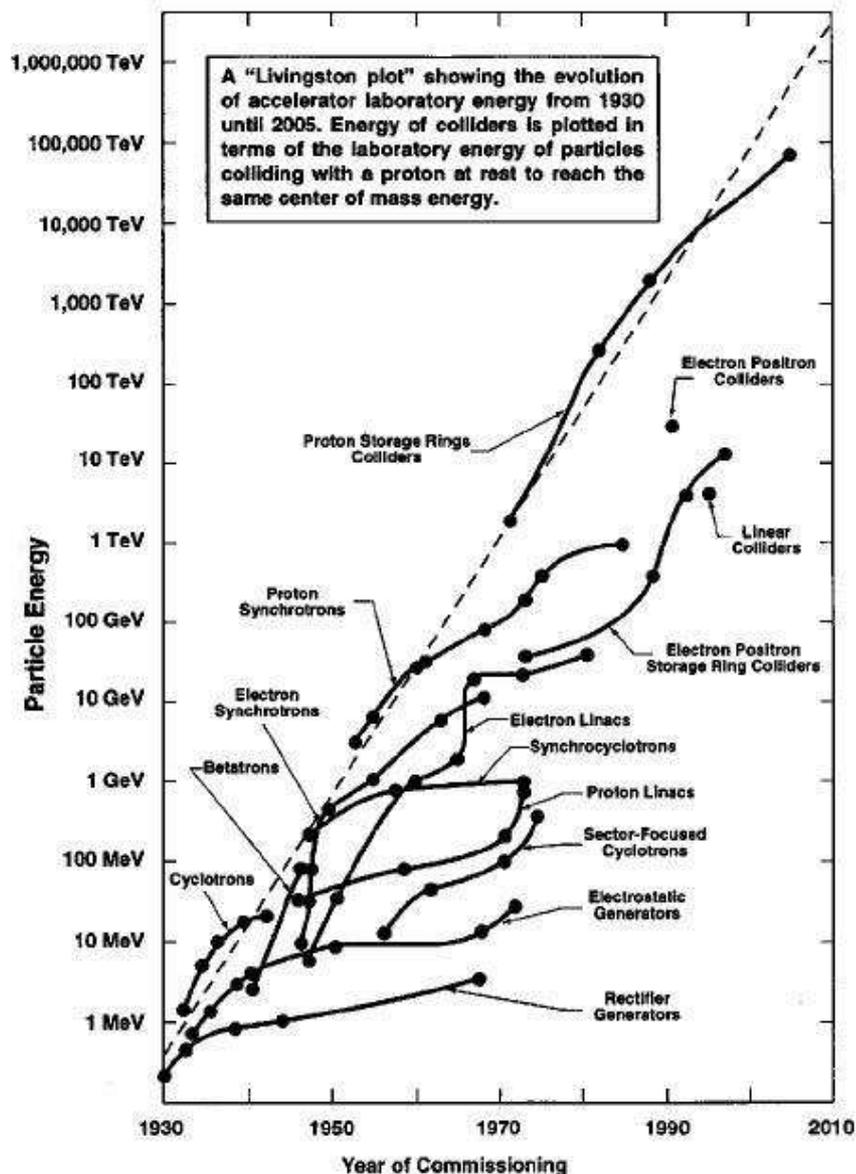


Рис. 1. The "Livingston Curve" of the evolution of accelerator performance (from Panofsky and Breidenbach, Rev. Mod. Phys., 1999).

Опыт по рекуперации энергии в сверхпроводящих рециркуляторах имеется (см. Рис. 5) [6]. Эта часть проекта должна рассматриваться в рамках общенационального проекта России для исследований, ведущихся всеми российскими учеными, как в области физики элементарных частиц, так и пользователями в других областях науки (медицины, биологии, нанотехнологии и т.д.) Следует иметь в виду, что в России нет источников света четвертого поколения. Пользователи таких источников находятся в Москве и области, а также в крупных городах. В США и развитых Европейских странах проектируются и строятся подобные источники света на энергии 0.5–5.0 ГэВ. К ним проявляется повышенное внимание, дается приоритет в финансировании, проводятся Рабочие Совещания (2005, 2007, 2009 года).

Для расширения возможностей синхротрона "Пахра" как источника света в ФИАН разработаны несколько вариантов компактного (table top) источника света перестраиваемого монохроматического рентгеновского излучения на основе накопительного кольца на энергию 50–100 МэВ [7,8]. Такая установка, сравнительно недорогая (~ 3000000 US\$).

Следует заметить, что развитие источников света от поколения к поколению шло по пути уменьшения эмиттанса, увеличения плотности и энергии пучка. По этому же пути ранее шло развитие идеи встречных пучков. Были предложены два пути развития. Это встречные пучки основанные на накопительных кольцах (Д. Керст, 1956) и на линейных ускорителях (М. Тигнер, 1965) [9]. М. Тигнер предложил идею рекуперации энергии пучков для увеличения их тока, показал, что эффективность рекуперации энергии высока только для линейных сверхпроводящих ускорителей. Высокочастотная сверхпроводимость при высоком темпе ускорения появилась сравнительно недавно и сразу нашла применение в ВЧ резонаторах накопительных колец и в линейных ускорителях. Успешная реализация идеи рекуперации энергии частиц на лазере на свободных электронах в Джеферсоновской лаборатории в 2004 году [6] открыла путь для продвижения вперед источников света четвертого поколения. Заметим, что Т. Мори в настоящее время возглавляет работы по созданию такого источника на энергию 5–7 ГэВ и током пучка 100 мА в Корнеле (Energy Recovery Linac). В этом случае рециркуляция производится один раз при сдвиге фазы вхождения пучка в ускоритель на 180° с целью рекуперации энергии. В тоже время без изменения фазы в режиме меньших токов (10–100 мкА) можно повторно ускорить электронный пучок до энергии 10–14 ГэВ и использовать его для физики высоких энергий.

- [1] E.G. Bessonov, Electromagnetic Radiation Sources Based on Relativistic Electron and Ion Beams, *J. Radiation Physics and Chemistry*, 75 (2006) 908–912.
- [2] E.G. Bessonov, Light sources based on relativistic electron and ion beams, *Proc. of SPIE* Vol. 6634, 66340X-1 - 66340X-14 (2007).
- [3] M.V. Poole, PAC 2003.
- [4] M. Eriksson, NIM A507 (2003) 470–474.
- [5] M.E. Couprie, EPAC 2004.
- [6] S. Benson, FEL 2004.
- [7] И.А. Артюков, Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов, М.В. Горбунков, Я.В. Зубавичус, Б.С. Ишханов, П.В. Кострюков, Ю.Я. Маслова, Н.Л. Попов, А.В. Посеряев, А.А. Постнов, Ю.Л. Словохотов, В.Г. Тункин, Ю.А. Успенский, Р.М. Фещенко, В. Шабалин, В.И. Шведун, Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения, Препринт НИИЯФ МГУ-2006-7.806. <http://www.sinp.msu.ru>; <http://dbserv.sinp.msu.ru:8080/sinp/files/pp-806.pdf>.
- [8] E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, B.S. Ishkhanov, P.V. Kostyukov, Yu.Ya. Maslova, V.I. Shvedunov, V.G. Tunkin, and A.V. Vinogradov, Laser-electron generator for X-ray applications in science and technology, *Laser and Particle Beams*, 26 (2008) 489–495.

- [9] M. Tigner, A possible apparatus for electron clashing-beam experiments. *Nuovo Cim.* 37 (1965) 1228–1231.

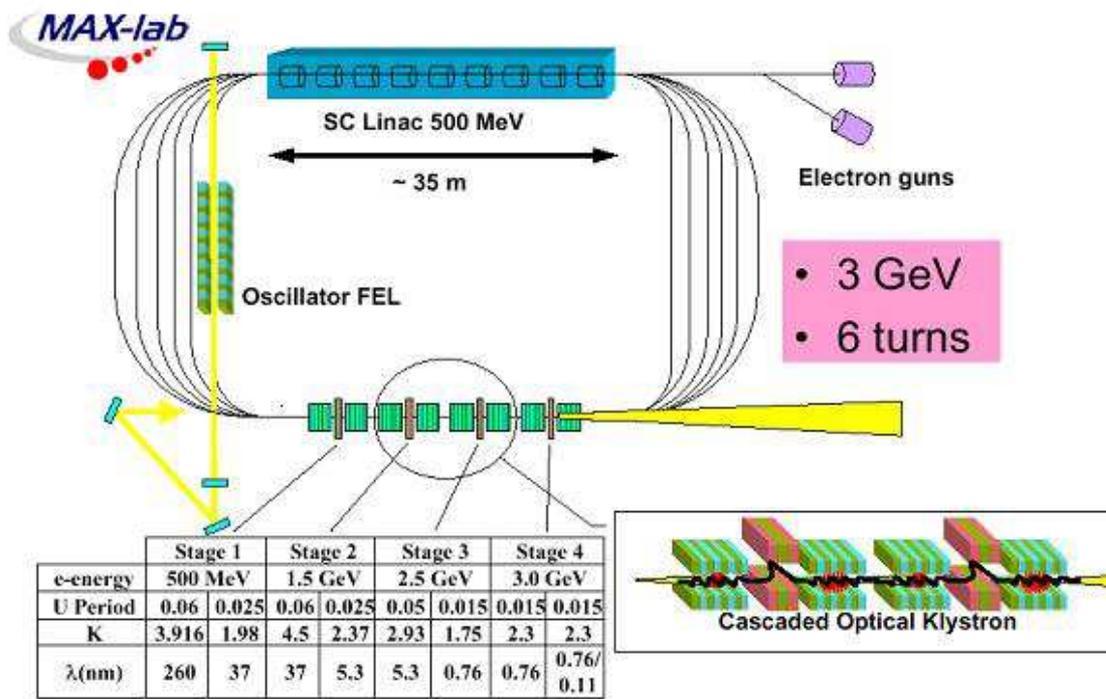
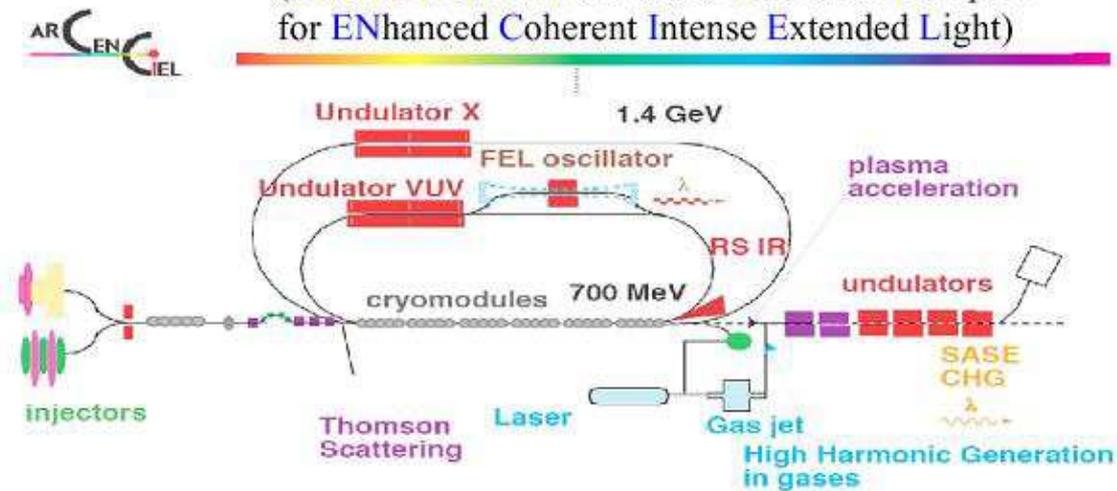


Рис. 2.

SACLAY

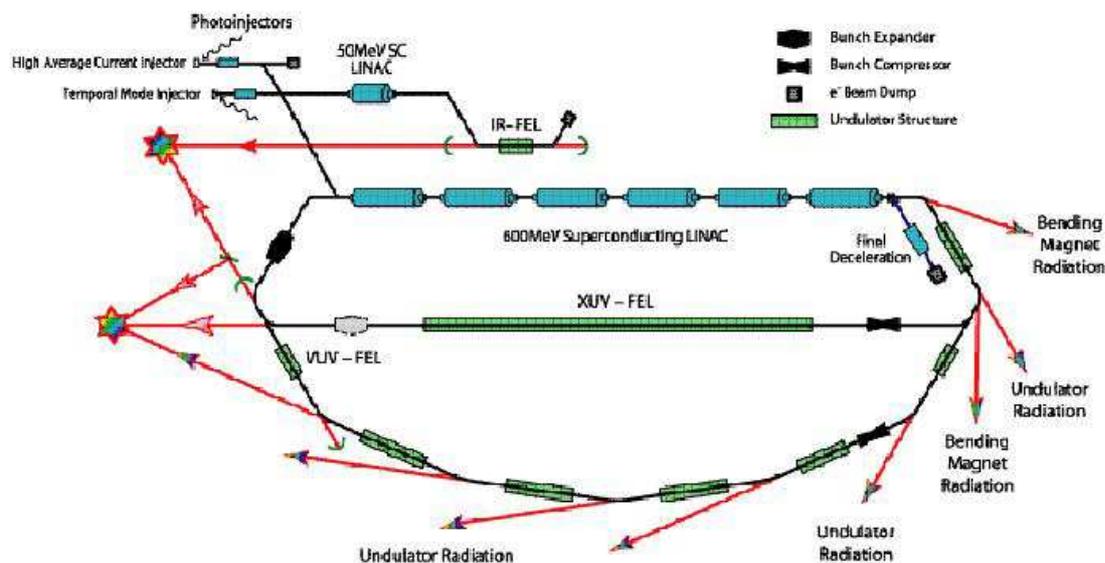
(ARC-EN-CIEL: Accelerator-Radiation Complex for ENhanced Coherent Intense Extended Light)



M.E. Couprie et al, "ARC-EN-CIEL." A proposal for a 4th generation light source in France, Proc. EPAC 2004, 366.

Рис. 3.

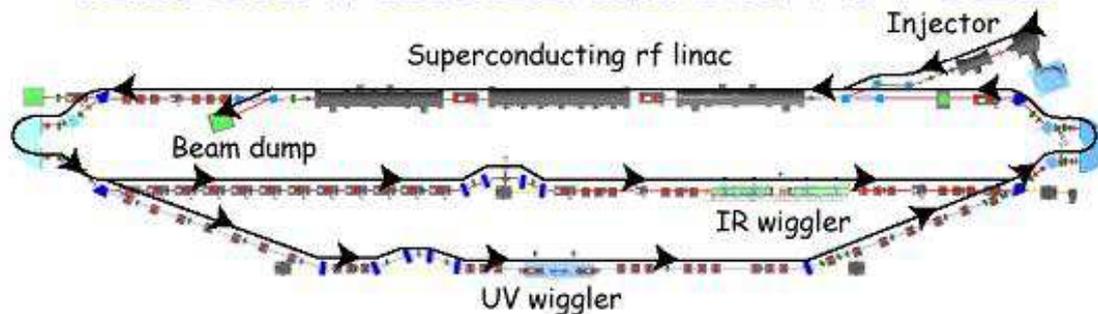
Conceptual layout of 4GLS



M.W. Poole et al, PAC 2003 *4GLS: A new type of 4th generation light source facility*

Рис. 4.

JLab 10kW IR FEL and 1 kW UV FEL



Output Light Parameters	IR	UV
Wavelength range (microns)	1.5 - 14	0.25 - 1
Bunch Length (FWHM psec)	0.2 - 2	0.2 - 2
Laser power / pulse (microJoules)	100 - 300	25
Laser power (kW)	>10	>1
Rep. Rate (cw operation, MHz)	4.7 - 75	4.7 - 75

Electron Beam Parameters	IR	UV
Energy (MeV)	80-200	200
Accelerator frequency (MHz)	1500	1500
Charge per bunch (pC)	135	135
Average current (mA)	10	5
Peak Current (A)	270	270
Beam Power (kW)	2000	1000
Energy Spread (%)	0.50	0.13
Normalized emittance (mm-mrad)	<30	<11
Induced energy spread (full)	10%	5%

S. Benson et al, *High power lasing in the IR upgrade at Jefferson Lab, 2004 FEL*

Рис. 5.