Б.Б. ГОВОРКОВ, А.И. ЛЬВОВ,
Е.И. МАЛИНОВСКИЙ, В.И. СЕРГИЕНКО,
Г.А. СОКОЛ, Л.В. ФИЛЬКОВ, Е.И. ТАММ

ПРЕПРИНТ

ПЕРСПЕКТИВЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА СИНХРОТРОНЕ "ПАХРА"

Москва 2002

Б.Б. Говорков, А.И. Львов, Е.И. Малиновский, В.И. Сергиенко, Г.А. Сокол, Л.В. Фильков, Е.И. Тамм

Перспективы экспериментальных исследований на синхротроне "Пахра"

(Физика частиц и атомного ядра)

Аннотация

В работе представлены эксперименты, ведущиеся на синхротроне "Пахра" и планируемые на ближайшее время. Рассмотрены эксперименты по измерению фоторождения нейтральных пионов в околопороговой области, по поиску и исследованию сверхузких дибарионов, экзотических барионов с массой меньше порога образования пионов, η-ядер, по исследованию новых когерентных эффектов в излучении релятивистских электронов в упорядоченных структурах вещества.

L.V. Fil'kov, B.B. Govorkov, A.I. L'vov, E.I. Malinovski, V.I. Sergienko, G.A. Sokol, E.I. Tamm

Prospects of experimental investigations at the synchrotron "Pahra"

(Physics of particles and atomic nucleus)

Abstract

Experiments, which are carrying out and planned at the synchrotron "Pahra", are presented. One considers the following experiments: neutral pion photoproduction in the region close to the threshold; a search for and study of supernarrow dibaryons, exotic baryons with the masses lower than the pion threshold, and η nuclei; an investigation of new coherent effects of the emission of the relativistic electrons in space order structures of matter.

…

1. Введение

Основная часть потенциала ОФВЭ ФИАН традиционно направлена на исследования физики частиц и атомного ядра, причем главным образом в области низких и средних энергий (порядка 100 – 1000 МэВ). Это обусловлено, с одной стороны, тем, что базовой установкой Отдела является электронный синхротрон на энергию 1.2 ГэВ, а с другой, – высоким интересом, который вновь и вновь проявляется к детальному изучению процессов фото и электророждения частиц и рассеянию фотонов в указанной области энергий. Последнее объясняется тем, что здесь до сих пор остаются нерешенными многие фундаментальные проблемы, касающиеся основных свойств адронов и ядер, конфайнмента, свойств и взаимодействий составляющих кварков. Необходима экспериментальная проверка низкоэнергетических предсказаний моделей, основанных на квантовой хромодинамике (КХД) и, в частности, киральной теории возмущений.

Экспериментальные исследования, которые ведутся в ОФВЭ на синхротороне "Пахра" и планируются на ближайшее время и на средне–дальнюю перспективу, связаны с изучением этих проблем. Ниже речь идет о конкретных экспериментах, проблемах, которые они могут прояснить, и требованиях, предъявляемых этими экспериментами к параметрам синхротрона.

Прежде чем перейти к подробному обсуждению основных экспериментов приведем их аннотации.

- Высокоточные измерения сечений процессов фоторождения нейтральных пионов на нуклонах и ядрах в околопороговой области энергий. Основной задачей в этих исследованиях является определение энергетической зависимости электрической дипольной амплитуды E^{0+} в МэВ-ной области энергий над порогом. Особый интерес представляет задача измерения сечения процесса $\gamma+n \to \pi^0+n$ вблизи порога, где до сих пор нет ни одного измерения. Эти эксперименты позволят, в частности, исследовать справедливость предсказаний киральной теории возмущений, изучить проявления нарушения киральной симметрии из-за наличия у кварков масс и т.д.

- Поиск и исследование свойств сверхузких дибарионов (шести-кварковых состояний) – СУД, распад которых на два нуклона запрещен принципом Паули. Такие дибарионы должны распадаться, в основном, на два нуклона и фотон с шириной распада ≤ 1 кэВ. Это новый вид материи. Обнаружение СУД приведет к важным последствиям для физики частиц, ядерной физики и астрофизики. Наблюдение СУД потребует построения адекватной КХД модели в области малых энергий. Так как СУД должны рождаться в большом количестве при адронизации кварк-глюонной плазмы с большой барионной плотностью, то это может приводить как к специфическим сигналам, свидетельствующим об образовании кварк-глюонной плазмы, так и к более глубокому пониманию эвалюции звезд. С другой стороны, являясь бозе-частицами, СУД могут образовывать дибарионный конденсат, что скажется, например, на существенном ограничении возможных размеров нейтронных звезд. Поиск СУД будет проводится в процессах фоторождения пионов на дейтерии.

- Исследование возможности образования экзотических барионных состояний с массами меньше суммы масс нуклона и пиона в процессе $\gamma p \to \pi^+ X$. Несколько лет тому назад были наблюдены пики [1] в спектрах недостающих масс реакции $pp \to \pi^+ p + X$ при $M_X = 1004$ и 1044 МэВ. Эти пики были интерпретированы как новые экзотические барионные резонансы с необычно малой массой. Если такие резонансы существуют в действительности, то они должны привести, в частности, к существенному изменению нашего понимания процессов взаимодействия в ядерной материи. Поэтому представляет большой интерес выяснение природы наблюденных состояний.

- Поиск и исследование свойств η-ядер – связанной системы η-мезона в ядре. Эти исследования осуществляются путем изучения фоторождения η-мезонов на ядрах. С этими исследованиями связаны новые возможности в изучении структуры ядер, взаимодействия η-мезона с нуклонами внутри ядра (а в дальнейщем, ρ, ω и φ -мезонов, в случае создания соответствующих мезон-ядерных систем), изменение параметров резонансов в ядерной среде и, в частности, свойств нуклонного резонанса со скрытой странностью $S_{11}(1535)$ внутри ядра.

- Исследование новых когерентных эффектов в излучении релятивистских электронов в упорядоченных структурах вещества. Цель этих работ - создание пучков квазимонохроматического рентгеновского излучения с плавно изменяемой длиной волны. Потребность в таких пучках очень велика в металловедении, физике твердого тела, медицине.

2. Фоторождение пионов

2.1. Фоторождение пионов в около пороговой области

В последнее десятилетие фоторождение пионов на нуклонах в около пороговой области вновь привлекло внимание как теоретиков так и экспериментаторов, что привело к существенному прогрессу в понимании этих процессов. С другой стороны, создание киральной теории возмущения (КТВ) позволило достаточно хорошо описать основные явления в области малых энергий ($\pi\pi$- рассеяние, фоторждении пионов, Комптоновское рассеяние на нуклоне и т.д.).

В экспериментах, проведенных в Майнце (Германия), Соскотуне (Канада–США), Сакле (Франция), были получены новые данные по полным и дифференциальным сечениям процесса $\gamma + p \to \pi^0 + p$, которые находятся в согласии со старыми фиановскими данными [2–4], но превосходят их по точности, особенно вблизи порога ($E_{\text{порог}} = 145$ МэВ) [5–8].

В экспериментах [9, 10] была наблюдена необычайно резкая энергитическая зависимость E^{0+}–амплитуды в МэВ-ной области над порогом. Были попытки объяснить такой енергетический ход E^{0+}–амплитуды эффектами нарушения киральной симметрии из-за наличия у кварков масс, перерассеянием и так далее. Но только в рамках КТВ удалось описать это необычное поведение электрических дипольных аплитуд фоторождения нейтральных пионов на нуклонах. Однако, последнии измерения сечения фоторождения нейтральных пионов на дейтронах, определяемом сумарным вкладом электрических дипольных амплитуд фоторождения пионов на протоне и нейтроне, не обнаружили никаких каспов. Поэтому, продолжает оставаться актуальной задача измерения энергетической зависимости полного сечения фоторождения π^0-мезонов на протонах вблизи порога.

Эта задача, помимо использования системы мечения для определения энергии налетающего фотона, будет решаться путем применения специального 4π-детектора для регистрации двух фотонов от распада π^0-мезона. Такой детектор создан и готов к работе. Детектор имеет 6 секций, каждая из которых состоит из трапециидальной свинцово-сцинтиляционной сборки типа сэндвич, толщиной порядка 3 радиационных единиц. Наименьшая грань трапеции, находящаяся ближе к мишени, имеет размер 7×50 см^2, наибольшая грань – 30×50 см^2.

Огромный интерес представляет задача измерения сечения процесса $\gamma + n \to \pi^0 + n$ вблизи порога, которая является задачей мирового уравня. Трудность эксперимента, в котором регистрируются только нейтральные частицы, малость сечения, жесткие требования к пучку меченых фотонов, все это служит причиной того, что до сих пор нет ни одного измерения порогового значения этого процесса. Такой эксперимент необходим для проверки самосогласованности низкоэнергетических теорем и изучения возможных нарушений киральной и изотопической симметрий.

При проведении эксперимента и создании экспериментальной установки будут использованы:
– разделение процессов $\gamma + p \to \pi^+ + n$ и $\gamma + n \to \pi^0 + n$ по порогам реакций (разность между порогами фоторождения π^0 и π^+ мезонов составляет 7 МэВ.
– прямое сравнение полных сечений двух этих процессов по выходам нейтронов.

Экспериментальная установка будет состоять из двух детекторов высокой геометрической эффективности (около 4π): 4π-детектора, регистрирующего π^0-мезоны по распаду на два фотона, и детектора нейтронов. В качестве π^0-мезонного детектора бдет исользоваться описанный выше 6-ти секционный детектор. Нейтроны, образованные в процессе $\gamma + n \to \pi^0 + n$ фотонами с энергиями, близкими к пороговым значениям, должны лететь в узком конусе ($\theta_n < 3°$) относительно направления полета первичного фотона. Для перекрытия этого конуса и регистрации нейтрона, будут использованы кольцевые сцинтилляционные счетчики, работающие по времени-пролетному методу. Нейтроны нерелятивистские, ($v_n \simeq 0.13c$). Предварительные расчеты показывают, что ожидаемые выходы для реакции $\gamma + n \to \pi^0 + n$ составляют ~ 30 событий в час, а для реакции $\gamma + p \to \pi^+ + n$ – в 100 раз больше.

Основное условие выполнения эксперимента заключается в выводе из ускорителя электронного пучка со следующими параметрами:
– энергетический разброс $< \mathbf{0.2}$ МэВ;
– интенсивность $\sim \mathbf{10^{10}}$;

– "растяжка" $> \mathbf{0.1}$;
– количество регистрируемых фоновых частиц от электронного пучка не более $\mathbf{10^4}$.

Калибровочными эксперииментми будут служить измерения зависимости полных сечений когерентного фоторождения π^0-мезонов на ядрах вблизи порога от массового числа ядер и их изотопов. Эти измерения, в то же время, представляют самостоятельный интерес.

Исследования и расчеты показывают,что в около пороговой области энергий рождения пионов на ядрах ($\gamma + A \to \pi^0 + A$) обнаруживается дифракционная зависимость полного сечения этих процессов от массового числа [4, 11]. С увеличением энергий фотонов ($E_\gamma > 145$ МэВ) эта зависимость приближается к $A^{2/3}$.

Такой эксперимент в около пороговой области предполагается провести с использованием упомянутого выше 6-ти секционного π^0-мезонного детектора.

2.2. Область нуклонных резонансов

К интересной и актуальной области исследования при промежуточных энергиях относится исследование нуклонных резонансов. Проведение экспериментов по фоторождению пионов на атомных ядрах в области $\Delta(1232)$- резонанса позволит исследовать проблему изменения параметров резонансов в ядерном веществе.

Для решения этих задачь неоходимо иметь поляризованные γ и e^- пучки в области энергий 200–350 МэВ.

3. Сверхузкие дибарионы

Возможность существования многокварковых состояний была предсказана в рамках моделей, построенных на основе КХД [12, 13]. Эти работы инициировали множество экспериментов по поиску 6-кварковых состояний (дибарионов). Обычно искались нестранные дибарионы, распадающиеся на два нуклона (см., например, [14]). Такие дибарионы имеют ширины распада от нескольких МэВ до сотни МэВ. Их относительные вклады малы, а вклад фоновых процессов большой и, как правило, неопределен. Все это служило причиной появления противоречивых результатов.

В ОФВЭ планируется изучать дибарионы, распад которых на два нуклона запрещен принципом Паули. Их поиск и исследования были впервые инициированы работами, проведенными в нашем отделе [15–18]. Такие дибарионы с массой $M < 2m_N + m_\pi$ (где m_N (m_π) – масса нуклона (пиона)) могут распадатся, в основном, на два нуклона и фотон. Это новый класс дибарионов с ширинами распада $\leq$1 кэВ. Они получили название "сверхузкие дибарионы" (СУД). Экспериментальное открытие таких состояний будет иметь важные последствия для физики частиц, ядерной физики и астрофизики.

В рамках модели мешков MIT Mulders и др. [13] вычислили массы различных дибарионов и, в частности, NN-несвязанных дибарионов. Однако, полученные ими значения превышают порог образования пионов. Поэтому, эти дибарионы должны распадаться, в основном, в πNN канал.

Используя модель киральных солитонов, Копелевич предсказал [19] для дибарионов $D(T = 1, J^P = 1^+)$ и $D(0, 2^+)$ массы $\sim$1940 и $\sim$1970 МэВ, соответственно, что существенно ниже суммы масс $2m_N + m_\pi$.

К сожелению, все результаты, полученные для масс СУД, являются сильно модельно зависимыми. Поэтому, только эксперимент может ответить на вопрос о возможности существования СУД и их массах.

В работах [20–22], с целью поиска СУД, изучались реакции $pd \to p + (pX_1)$ и $pd \to p + (dX_2)$. Эксперименты были проведены на протонном линейном ускорителе ИЯИ РАН с энергией протонов 305 МэВ, используя двух-плечевой спектрометер. Как было показано в [20, 21], нуклоны и дейтрон от распада СУД на γNN и γd должны лететь в узком угловом конусе по отношению к направлению вылета дибариона. С другой стороны, если дибарион распадается, в основном, на два нуклона, то угол разлета излученных нуклонов ожидается более 50°. Поэтому, регистрация рассеянного протона на совпадение с протоном (или дейтроном) от распада дибариона при коррелированных углах позволило существенно подавить вклад от фоновых процессов и увеличить относительный вклад от образования СУД.

В результате этих экспериментов три узких пика были наблюдены ([22]) в спектре инвариантных масс M_{pX_1} при $M_{pX_1} = 1904 \pm 2$, 1926 ± 2 и 1942 ± 2 МэВ с ширинами, равными экспериментальному разрешению ($\sim$ 4 МэВ), и с числом стандартных отклонений 6.0, 7.0 и 6.3, соответственно. Анализ угловых распределений протонов от распада состояний pX_1 и наблюденного спектра недостающих масс X_1 показал, что найденные состояния являются сверхузкими дибарионами.

Однако, для того чтобы однозначно решить вопрос о существовании СУД и определить квантовые числа наблюденных состояний, необходимо проведение дополнительных экспериментов по поиску таких сосотояний в других процессах. Мы планируем проведение эксперимента на ускорителе "Пахра" с целью поика СУД в процессах фоторождения пионов на дейтроне.

Помимо решения вопроса о существовании СУД, исследование указанных процессов позволяет определить изоспины дибарионов и найти электромагнитное расщепление их масс. А эксперимент с поляризованными фотонами дает возможность определить ряд других квантовых чисел [18]. Кроме того, использование дейтронной мишени позволит устранить неоднозначности, имевшие место в работах [20–22], где эксперимент проводился на мишени CD_2.

3.1. Фоторождение СУД тормозными фотонами

Проанализируем, сначала, возможность наблюдния СУД, используя тормозные фотоны, и определим требования к ускорителю. Расмотрим образование СУД в процессе фоторождения π^+-мезонов:

$$\gamma + d \rightarrow \pi^+ + D \rightarrow \pi^+ + \gamma nn \tag{1}$$

в области энергий налетающих фотонов 400-600 МэВ. Массу дибарионов будем определять через измеряемые параметры продуктов распада СУД.

$$M^2 = 2[m_n^2 + E_1E_2 - p_1p_2\cos\theta_{p_1p_2} + \nu_2(E_1 + E_2 - p_1\cos\theta_{\gamma_2p_1} - p_2\cos\theta\gamma_2p_2)], \tag{2}$$

где m_n – масса нейтрона, $E_i(p_i)$ – энергия (импульс) i-го нейтрона, ν_2 – энергия излученного фотона. Таким образом, в этом эксперименте необходимо регистрировать два нейтрона и фотон. Для того чтобы подавить фон, планируется регистрировать также угол вылета пионов. В Табл.1 приведено предполагаемое расположение детекторов, где l – расстояние от мишени до детектора.

Основными фоновыми процессами будут:

$$\gamma + d \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + nn \tag{3}$$

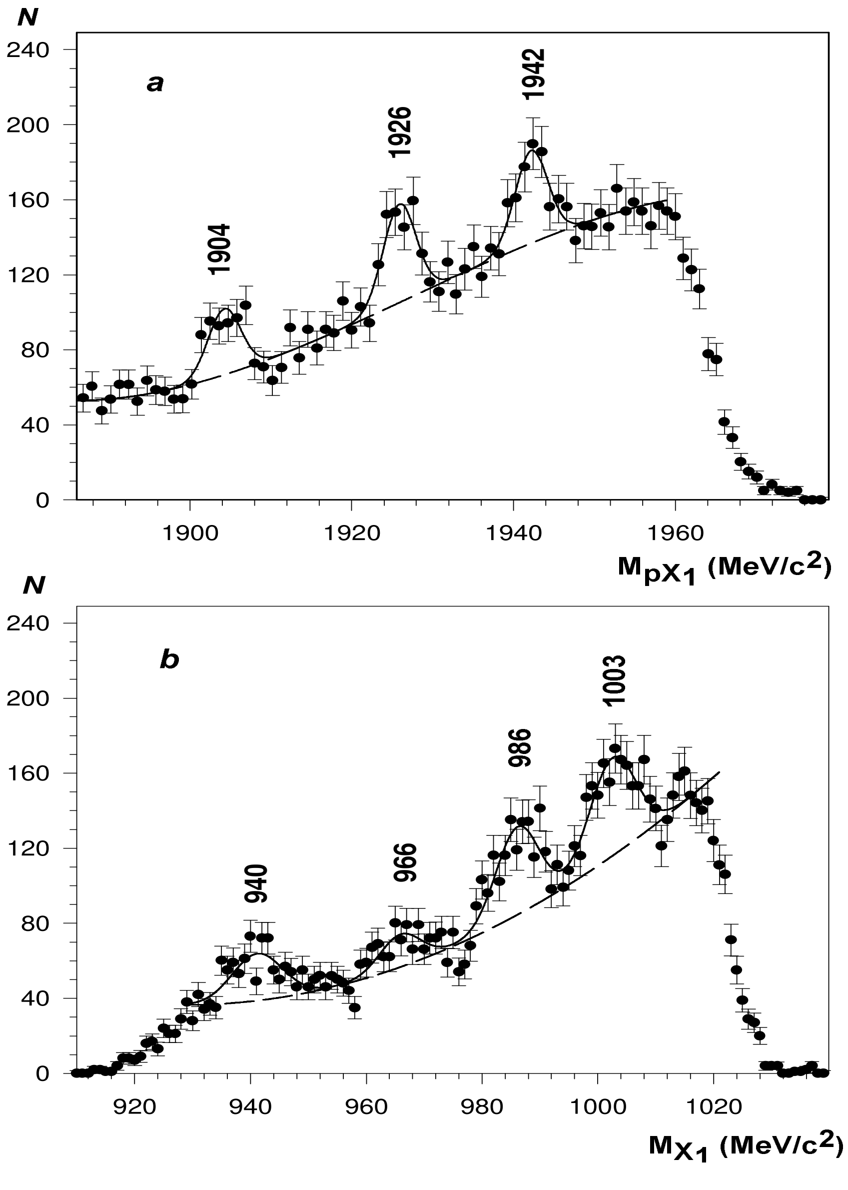


Рисунок 1: Спектр инвариантных масс M_{pX_1} (a) и спектр недостающих масс M_{X_1} (b). Штриховые и сплошные кривые соответствуют результатам интерполирования полиномами (фон) и Гаусианами (пики), соответственно.

Таблица 1: Расположение детекторов в эксперименте с тормозными фотонами

детектор	θ°	ϕ°	l (cm)	size $(cm \times cm)$
N	45 ± 14	180 ± 14	200	100×100
γ	135 ± 19	0 ± 13	65	46×30
π	60 ± 10	0 ± 10	140	50×50

Таблица 2: Ожидаемые выходы дибарионов, рожденных в реакции (1), и фоновых процессов (3) и (4) за 1 час работы ускорителя "Пахра"

масса (ГэВ)	$M = 1.9$	$M = 1.95$	$M = 2.00$	фон
полное число событий	842800	696400	555600	178979000
$T_n = 10 - 100$ МэВ	458800	401400	363600	50107000
nn	2570	2710	2310	54450
γnn	20	31	44	370
$M = 1.87 - 2.04$ ГэВ	20	31	44	320

и

$$\gamma + d \to \pi^+ + \gamma nn. \tag{4}$$

В Табл. 2 представлены результаты Монте-Карло симуляции рождения дибарионов в процессе (1) и фоновых реакций (3) и (4) (см. [17]) за 1 час работы ускорителя, предпологая, что интенсивность пучка налетающих фотонов в интервале энергий 400 – 600 МэВ равна $\mathbf{5 \cdot 10^9}$ 1/сек.

Первая строка этой таблицы показывает полное число ожидаемых событий. Последующие строки демонстрируют число событий, оставшихся после учета ограничений на значения энергии нейтронов, двойных nn совпадений, тройных γnn совпадений и ограничения на интервал дибарионных масс.

Таким образом, ожидается рождение от 20 до 40 дибарионов за час работы ускорителя. Ожидаемый полный вклад основных фоновых процессов на порядок больше. Но он распределен по всему исследуемому интервалу масс M. В то время как каждый дибарион дает вклад в узком интервале масс, что существенно понижает относительный вклад фона. Дальнейшее уменьшение этого вклада может быть достигнуто регистрацией угла вылета π^+-мезона.

Для получения надежного результата требуется около 100 часов работы ускорителя.

3.2. Фоторождение СУД меченными фотонами

Расмотрим образование дибарионов меченными фотонами в процессах фоторождения заряженных пионов на дейтроне в области энергий 250 –

Таблица 3: Расположение детекторов при фоторождении СУД на пучке меченых фотонов

детектор	θ°	ϕ°	$l\ (cm)$	size $(cm \times cm)$
π	120 ± 2.6	0 ± 2.6	550	50×50
N	20 ± 14	180 ± 14	200	100×100

400 МэВ.

$$\gamma + d \to \pi^+ + D \to \pi^+ + \gamma nn,$$

$$\gamma + d \to \pi^- + D \to \pi^- + \gamma pp.$$

Масса дибариона будет определятся методом недостающей массы

$$M^2 = m_d^2 + m_\pi^2 + 2m_d(\nu_1 - q_0) - 2\nu_1(q_0 - q\cos\theta_\pi), \qquad (5)$$

где m_d – масса дейтрона, ν_1 – энергия налетающего фотона, q_0 (q) – энергия (импульс) пиона. Таким образом, для определения массы дибариона необходимо знать энергию налетающего фотона и измерить только энергию и угол вылета пиона. Следовательно, в этом случае нет необходимости регистрировать на совпадение все продукты распада дибариона и π-мезон, что позволяет более надежно определить массу дибариона и подавить фон.

Основным фоновым процессом является процесс $\gamma d \to \pi^\pm + NN$. Для подавления фона воспользуемся указанным выше фактом, что нуклоны от распада СУД должны лететь в узком конусе относительно направления вылета дибариона. С этой целью, будем изучать реакцию

$$\gamma + d \to \pi^\pm + (NX), \qquad (6)$$

где $N = n$ или p, и регистрировать пион в совпадении с нуклоном N от распада состояния (NX).

Предполагаемое расположение детекторов представлено в Табл.3.

В такой геометрии будут регистрироваться пионы с энергией 20 – 150 МэВ и нуклоны с энергией 10 – 80 МэВ. Если разрешение по энергии меченных фотонов будет равно 2 МэВ, то рассматриваемая установка позволит получить разрешение по массе дибариона ~ 4 МэВ.

В Табл.4 даны ожидаемые выходы СУД $D(T = 1, J^P = 1^-)$ и $D(1, 1^+)$ с разными массами за 100 часов ускорительного времени, если поток меченных фотонов в интервале энергий 250 – 400 МэВ будет равен $\mathbf{10^7}$ 1/сек.

Таблица 4: Ожидаемые выходы сверхузких дибарионов

M(МэВ)	1904		1926		1942		1982	
J^P	1^-	1^+	1^-	1^+	1^-	1^+	1^-	1^+
N	155	892	122	665	95	512	36	288

Помимо поиска дибарионов в спектре масс M_{pX_1}, будет построен также спектр масс M_{X_1}, что позволит определить каналы распадов наблюденных дибарионов и уточнить их природу. Количество событий в пиках в этом спектре ожидается такое же, как и их количество при соответствующей массе дибариона (см. Табл.4).

4. Экзотические барионные состояния с массой $\mathbf{M_{N^*} < m_N + m_\pi}$

В работе [1] Tatischeff и др. наблюдали в спектре недостающих масс реакции $pp \to p\pi^+X$ три узких пика при M_X =1004, 1044 и 1094 МэВ. Эти пики были интерпретированы как проявление новых экзотических барионных резонансов N^*. Значения масс M_{N^*} =1004 и 1044 МэВ меньше суммы масс $m_N + m_\pi$, так что эти состояния могут распадаться только с излучением фотонов. Если они распадаются на γN, то эти резонансы должны давать вклад в промежуточные состояния Комптоновского рассеяния на нуклоне. Однако, анализ [23] существующих эксперементальных данных по этому процессу полностью исключает такие N^*.

В работе [24] предпологается, что эти состояния пренадлежат к полностью антисимметричному $\underline{20}$-плету $SU(6)_{FS}$ симметрии. Тогда такие N^* могут переходить в нуклоны, только если два кварка из N^* принимают участие во взаимодействии [25]. Простейшим распадом таких N^* с массами 1004 и 1044 МэВ является распад $N^* \to \gamma\gamma N$ через промежуточное состояние, пренадлежащее смешенному представлению, например, через $S_{11}(1535)$ резонанс.

Другая интерпретация состояний с M_X = 1004 и 1044 МэВ была предложена в работе [22], где реакция $pd \to p + pX_1$ изучалась с целью поиска сверхузких дибарионов – СУД. В результате были найдены три дибарионных состояний с массами 1904, 1926 и 1942 МэВ. Дополнительная информация о природе наблюденных состояний была получена при изучении спектра недостающих масс M_{X_1}. Если найденные состояния являются дибарионами, распадающими, в основном, на два нуклона, то X_1 будет нейтроном. Если же значения M_{X_1}, полученные из эксперимента, существенно отличаются от массы нейтрона, то $X_1 = \gamma + n$, а это будет означать, что найденные состояния являются СУД.

В результате анализа экспериментальных данных [22] в спектре недостающих масс M_{X_1} были обнаружены пики при $M_{X_1} = 966 \pm 2$, 986 ± 2 и 1003 ± 2 МэВ (Рис. 1b). Эти значения совпадают со значениями, полученными в результате вычислений, и существенно отличаются от массы нейтрона. Следовательно, найденные дибарионы действительно являются СУД. С другой сторны пик при M_{X_1}=1003 МэВ совпадает с пиком, наблюденным в работе [1]. Поэтому, было сделано предположение, что наблюденные в [1] состояния при 1004 и 1044 МэВ не являются экзотическими барионами, а есть резонансно-подобные сотояния $X_1 = (\gamma + N)$ продуктов распада СУД с массами 1942 и 1982 МэВ, соответственно. Такие X_1 не являются реальными резонансами и, поэтому, не могут давать вклад в Комптоновское рассеяние на нуклоне.

Однако, ни эксперимент [1], ни [22] не могут ответить однозначно, что мы имеем: экзотические барионные резонансы или продукты распада СУД. Этот вопрос может быть решен при анализе процессов, происходящих на отдельном нуклоне.

Мы предлагаем исследовать процесс фоторождения пионов в области 500 – 800 МэВ с целью поиска экзотических барионных состояний с малой массой.

4.1. Фоторождение N^* тормозными фотонами

Расмотрим возможность наблюдения экзотических состояний барионов в процессе фотообразования π^+-мезонов, предполагая, что N^*, согласно [24], распадаются на $\gamma\gamma n$.

$$\gamma + p \to \pi^+ + N^* \to \pi^+ + \gamma\gamma n. \tag{7}$$

Область энергий налетающего фотона выберем такой, чтобы реакция проходила через промежуточное состояние, пренадлежащее смешенному представлению, например, через $S_{11}(1535)$ резонанс. Это условие соответствует области энергий 500 – 800 МэВ. Поиск N^* планируется вести, анализируя спектр инвариантных масс $\gamma\gamma n$. Для этого, помимо пиона,

Таблица 5: Расположение детекторов при поиске N^* в реакции (7) в эксперименте с тормозными фотонами

детектор	θ°	ϕ°	l (cm)	size $(cm \times cm)$
n	40 ± 14	180 ± 14	200	100×100
γ	140 ± 19	0 ± 13	65	46×30
π	15 ± 10	0 ± 10	140	50×50

надо регистрировать два фотона и нейтрон. При регистрации пиона, достаточно определить его угол вылета. Предлагаемое расположение детекторов, полученное в результате кинематического анализа реакции (7), представлено в Табл. 5.

Основными фоновыми процессами являются реакции

$$\gamma p \to \pi^0 \pi^+ n, \quad \gamma p \to \pi^0 \pi^0 \pi^+ n$$

Для того чтобы подавить фон от двойного фоторождения, ограничимся расмотрением инвариантной массы двух фотонов $M_{\gamma\gamma} < 110$ МэВ. С другой стороны, так как π^+-мезон и N^* должны лететь в одной плоскости, мы имеем дополнительное условие, позволяющее подавить вклад от тройного фоторождения.

На Рис.2 показаны результаты Монте-Карло симуляции [26] спектров инвариантных масс $\gamma\gamma n$ реакции (7) и фоновых процессов за 100 часов работы ускорителя, предполагая, что интенсивность пучка тормозных фотонов равна $\mathbf{2 \cdot 10^{10}}$ 1/сек в интервале энергий 500 – 800 МэВ. Рис.2a представляет результаты симуляции без каких-либо ограничений, а Рис.2b – с учетом указанных выше ограничений на инвариантную массу $\gamma\gamma n$ и разность азимутальных углов π^+-мезона и N^*.

4.2. Фоторождение N^* меченными фотонами

Использование пучка меченых фотонов позволяет исследовать возможность образования N^* в более общем случае, не предполагая конкретный канал распада этого состояния. Будем искать такие состояния, анализируя спектры недостающей массы реакции

$$\gamma + p \to \pi^+ + X. \tag{8}$$

Масса экзотического барионного состояния определяется в этом случае

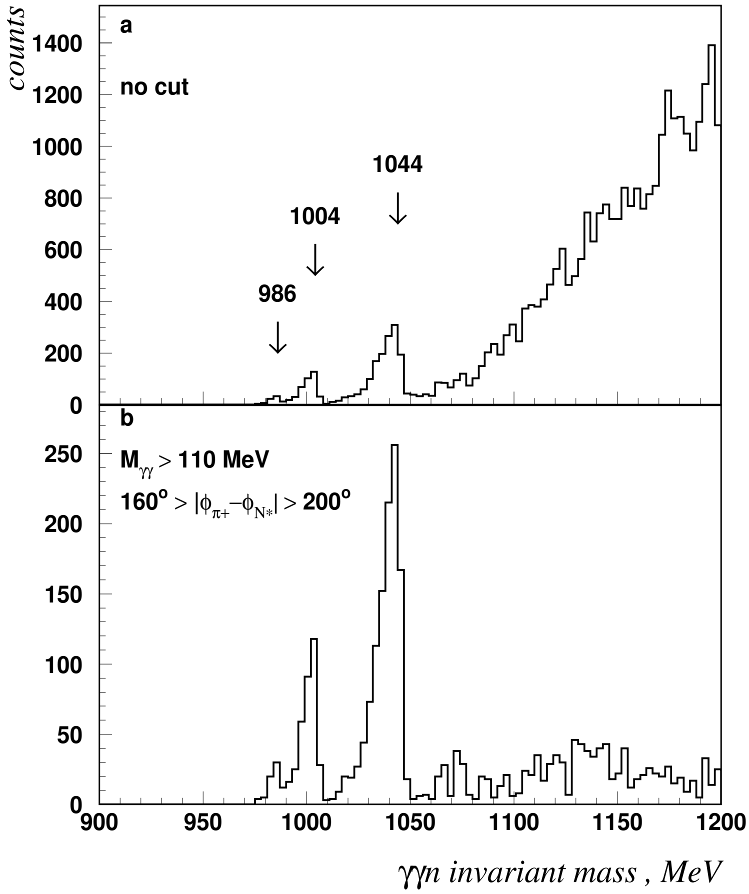


Рисунок 2: Спектр инвариантных масс $M_{\gamma\gamma n}$. (a) – без обрезаний; (b) – с учетом условий $M_{\gamma\gamma} < 110$ МэВ и $160^\circ < |\phi_{\pi^+} - \phi_{N^*}| < 200^\circ$

Таблица 6: Ожидаемые выходы экзотических барионных состояний за 100 часов работы ускорителя

M_{N^*} (МэВ)	1004	1044
N	1380	1403

следующим образом:

$$M_{N^*}^2 = m_p^2 + m_\pi^2 + 2m_p(\nu_1 - q_0) - 2\nu_1(q_0 - q\cos\theta_{\pi^+}). \qquad (9)$$

Эксперимент планируется проводить на пучке меченных фотонов ускорителя "Пахра" в области энергий 500 – 800 МэВ. Заряженные пионы предполагается детектироваь пионным детектором размером 50×50 см^2, используя время-пролетную методику. Так как основная ошибка в определении массы экзотического барионного состояния связана с точностью измерения энергии и угла вылета пиона, то для уменьшения этой ошибки пионный детектор следует расположить под углом 140° на расстоянии 550 см от мишени. Стартовый детектор будет расположен на растоянии 50 см от мишени. Энергия детектируемых пионов при образовании экзотических барионных состояний изменяется в пределах 75 – 165 МэВ. При разрешении по энергии меченных фотонов равном $\sim$ 4 МэВ, ожидаемая ошибка в определении массы экзотического состояния составит $\sim$ 9 МэВ.

В Табл.6 даны ожидаемые выходы экзотических барионов с массами 1004 и 1044 МэВ за 100 часов работы ускорителя, если поток меченных фотонов в интервале энергий 500 – 800 МэВ будет равен $\mathbf{10^7}$ 1/сек.

Основными фоновыми процессами в данном эксперименте являются реакции $\gamma p \to \pi^+ + n$ и $\gamma p \to \pi^+ + \pi^0 + n$. Для подавления их вклада, помимо уравнений сохранения энергии и импульсов, будут использоваться условия:

1. $M_X < m_n + m_\pi$

2. $70 < T_\pi < 200$ МэВ

Все это позволяет достаточно существенно подавить фон.

5. η-мезонные ядра

Возможность существования эта-мезонных ядер – сильно связанной системы η-мезона и ядра - была впервые высказна в работе [27] более 15 лет назад. Первые эксперименты по поиску η-ядер, проведенные в 1988г. в BNL [28] и в LAMPF [29] дали отрицательный результат, что почти на 10 лет приостановило проведение экспериментов по поиску η-ядер. Основной причиной отрицательного результата можно считать использование неадекватного метода идентификации η-ядер, состоящего в регистрации частиц, возникающих на 1-й стадии образования таких ядер. Вновь к этой теме внимание было обращено вскоре после разработки в ФИАНе нового метода идентификации η-ядер [30], основанного на регистрации коррелированных конечных продуктов распада таких состояний.

В результате эксперимента, проведенного в ФИАНе в 1998 году, были получены указания на возможность образования η-мезонного ядра в фотомезонных процессах при энергиях γ-квантов E_γ >700 МэВ [31]. Эти результаты показали перспективность исследования η-мезонных ядер с использованием γ-квантов тормозного излучения и явились обоснованием предлагаемой ниже программы исследований таких экзотических ядерных систем.

Основная особенность η-мезонных ядер состоит в том, что они представляют собой систему сильновзаимодействующих либо η-мезона, либо $S_{11}(1535)$ нуклонного резонанса с ядром. В такой системе возможно многократное воссоздание этих состояний в результате активно идущего внутри η-ядра процесса $\eta N \to S_{11} \to \eta N$. На Рис.3 схематично представлена структура η-ядра и показаны 2 варианта его распада: либо по каналу $\eta \to 2\gamma$, либо по каналу $S_{11} \to \pi N$.

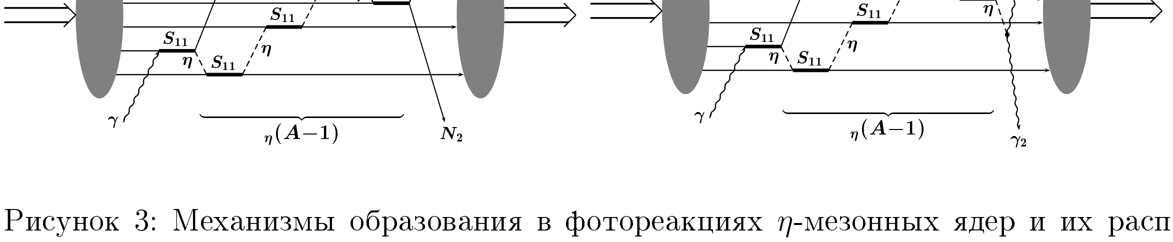
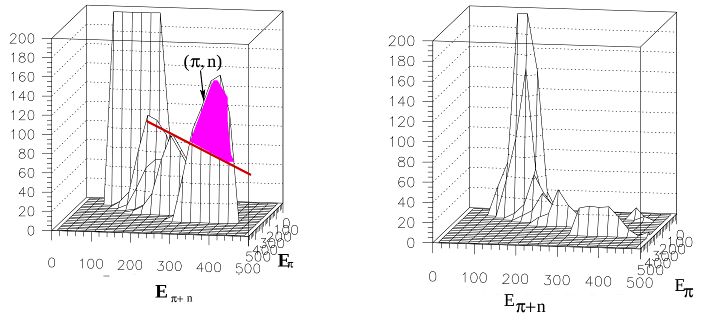


Рисунок 3: Механизмы образования в фотореакциях η-мезонных ядер и их распад на (πN) пару (слева) и $\gamma\gamma$ (справа).

Из сопоставления резонансных ширин этих состояний следует, что распад $\eta \to 2\gamma$ в $1.6 \cdot 10^5$ раз менее вероятен по сравнению с распадом по каналу $S_{11} \to \pi N$. В работе [30] именно канал распада на коррелированную πN- пару и был предложен для идентификации возникающих η-мезон ядерных состояний. Благодаря кратности процесса $\eta N \to S_{11} \to \eta N$ в η-ядре и Ферми-движению нуклонов в ядре, распадающийся S_{11}-резонанс будет в значительной мере "термализован", а πN-пара, появляющаяся в результате распада S_{11}-резонанса, должна иметь изотропное распределение с открытым углом $< \Theta_{\pi N} > \approx 180^0$. Для случая, когда происходит однократный процесс (без образования η-ядер) $\gamma N \to S_{11} \to \pi N$, $S_{11}(1535)$-резонанс обладает импульсом $p \sim 700 MeV/c$. В этом случае угловое распределение πN-пары совершенно другое: $< \Theta_{\pi N} > \simeq 140^0$ и энергии компонент π и N значительно больше, чем в случае распада "термализованного", практически покоящегося $S_{11}(1535)$-резонанса.

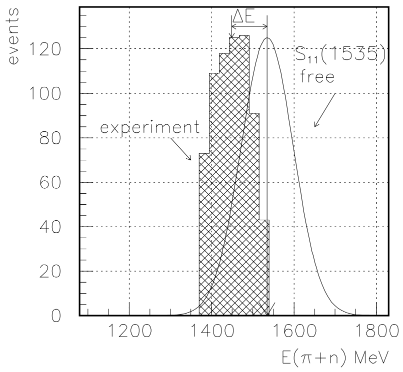
В эксперименте [31] πN-пара регистрировалась двумя сцинтилляционными спектрометрами, расположенными под 90^0 к γ-пучку (по обе стороны от γ-пучка). Были выбраны 2 позиции регистрации : 1) при энергии конца спектра тормозного излучения $E_\gamma^{max} = 650$ МэВ, что ниже порога рождения η-мезона на ядерном нуклоне и 2) при $E_\gamma^{max} = 850$ МэВ, когда рождение η-мезона оказывается возможным. На Рис. 4 представлены двумерные энергетические распределения регистрируемых πN-пар для этих двух позиций. Резонансная структура в спектре при $E_\gamma^{max} = 850$ МэВ свидетельствует о возникновении коррелированных πN-пар с энергиями, соответствующими частицам от распада S_{11}-резонанса. На рис. 5 представлен экспериментальный энергетический спектр по суммарной энергии πN-пары в сравнении с аналогичным спектром от распада свободного $S_{11}(1535)$ резонанса. Наблюдаемое смещение ΔE в положении максимумов этих 2-х распределений может рассматриваться частично как результат связи S_{11}-резонанса в ядре, а также вследствие формы спектра тормозного излучения в диапазоне $\Delta E_\gamma = 850 \div 650$ МэВ, формы энергетической зависимости сечения образования η-мезонов на нуклонах, и энергетической зависимости возбуждения $S_{11}(1535)$ резонанса в подпроцессе $\eta N \to S_{11}$.

Интерес к исследованию η-ядер связан прежде всего с тем, что η-ядра являются новым объектом мезо-ядерной физики, изучение которого может дать новые данные как о характеристиках элементарных частиц (η-



$E_\gamma^{max} = 850$ *МэВ* $E_\gamma^{max} = 650$ *МэВ*

Рисунок 4: Двухмерные распределения коррелированных (π^+N) пар по кинетическим энергиям $E_{\pi+}$ и $E_{\pi+N}$ для $E_\gamma^{max} = 850$ и 650 МэВ.



$E_\gamma^{max} = 850$ *МэВ*

Рисунок 5: Распределение (π^+N) пар по полной энергии $E_{tot}(\pi^+N)$. Для сравнения приводится также распределение, соответствующее распаду свободного $S_{11}(1535)$ резонанса.

мезона, а в дальнейшем ρ, ω и φ-мезонов в случае создания соответствующих мезон-ядерных систем), так и о ядерной системе, в состав которой входят нуклонные резонансы.

Совершенно очевидно, что из-за отсутствия η-мезонных пучков, что связано с очень коротким временем жизни η-мезона ($\tau_\eta = 5 \cdot 10^{-19}$ сек), исследование η-мезонных ядер открывает новые возможности в изучении ηN и ηA взаимодействий, а также в изучении характеристик $S_{11}(1535)$ нуклонного резонанса.

Представляет интерес экспериментальное определение дефектов массы η-мезона $\Delta m(\eta)$ и $S_{11}(1535)$ резонанса $\Delta m(S_{11})$ в ядерной среде.

В представленном проекте планируется изучить A-зависимость сечения образования η-ядер $\sigma({}_\eta A)$ и величин $\Delta m(\eta)$ и $\Delta m(S_{11})$, а также зависимость $\sigma({}_\eta A), \Delta m(\eta), \Delta m(S_{11})$ от энергии E_γ в доступном для синхротрона "ПАХРА" энергетическом интервале $\Delta E_\gamma 700 \div 1200$ МэВ.

Эксперимент предполагается проводить на γ-пучке тормозного излучения электронного синхротрона "ПАХРА", с использованием 2-х сцинтилляционных спектрометров, работающих по методу времени пролета (TOF-спектрометры). В эксперименте будет использован метод идентификации η-мезон-ядерных состояний по регистрации коррелированных по времени, углу и энергиям (πN)-пар от распада $S_{11}(1535)$-резонанса. Процедура измерений будет состоять из последовательных экспозиций с энергиями конца спектра тормозного излучения $E_\gamma^{max} = 650$ и 850 МэВ (возможно также 1000 и 1200 МэВ), т.е. ниже и выше порога рождения η-мезона на нуклоне. И метод идентификации, и процедура измерений оправдали себя в проведенных ранее измерениях, когда были получены первые положительные экспериментальные данные по η-ядрам.

Для осуществления программы исследований η-ядер в разумные сроки (3 года) желательно проведение дополнительных работ по модернизации ряда узлов ускорителя "ПАХРА" для обеспечения необходимых характеристик γ-пучка.

Во-первых, необходимо осуществить работы по стабилизации "растяжки" γ-пучка и получения равномерности ($\sim 10\%$) γ-излучения в пределах "растяжки". Длительность "растяжки" должна быть легко регулируемой и достигать $\tau_{\text{раст}} \sim 2$ мсек.

Во-вторых, желательно увеличение интенсивности пучка ускоряемых электронов в синхротроне (соответственно и потока γ-квантов) до $\mathbf{5 \cdot 10^{12}}$ эл/сек (и возможно до $\mathbf{10^{13}}$ эл/сек).

В-третьих, желательно обеспечение работы синхротрона с максимальной энергией $E_e = 1000$ МэВ (а, если возможно по энергетике, то до 1200 МэВ). Такое увеличение E_e^{max} дало бы возможность полностью перекрыть по энергии интервал возбуждения $S_{11}(1535)$ нуклонного резонанса, и значительно увеличило бы выход событий в единицу времени.

6. Когерентное излучение релятивистских электронов

В последнее время резко повышается интерес к разработке и созданию новых эффективных источников квазимонохроматического рентгеновского излучения с плавно перестраиваемой энергией [32]. В первую очередь это связано с потребностью в таких источниках в области биологии, медицины, производстве микросхем и т.д.. Другими словами, с применением пучков рентгеновского излучения с уникальными характеристиками в прикладных задачах. Остановимся кратко на некоторых из таких приложений.

Для рентгеновской литографии наиболее подходящей является область энергий квантов 0.5 – 2 кэВ. При этом, источник должен обеспечивать мощность излучения порядка 20 mW, выделяемую на площадке 20×30 мм^2 [33,34]. В связи с этим, важнейшим становится вопрос о стоимости и сложности эксплуатации таких источников. Отсюда исключительно высокий интерес к попыткам использования в этих условиях рентгеновского переходного излучения электронов относительно небольшой энергии (порядка 10 – 50 МэВ, что на 1 – 2 порядка меньше соответствующей энергии синхротронов) [33–36]. Такая энергия достижима на микротронах и линейных ускорителях. Проведенные исследования [33–36] показали необходимость повышения мощности источников переходного излучения примерно на порядок. Наметилось несколько путей решения этой проблемы: фокусировка излучения с помощью рентгеновских линз; установка радиатора в циклический ускоритель, что позволяет резко увеличить мощность излучения за счет многократного прохождения электронов через радиатор; оптимизация радиатора. Новые возможности открываются и при использовании других механизмов генерации излучения, например – параметрического.

Перестраиваемый по энергии квантов источник рентгеновского излучения необходим для диагностики рака женской груди – маммографии, поскольку оптимальные значения энергии квантов существенно зависят от размеров исследуемого объекта. Наиболее подходящая область энергий квантов 15 – 25 кэВ с относительной шириной линии 5% [37,38] может быть освоена с помощью синхротронного источника [39]. Однако существенный интерес представляет поиск новых, более дешевых источников перестраиваемого квазимонохроматического излучения. Уникальные возможности в этой области открывает параметрическое излучение релятивистских электронов в кристалле, позволяющее получать кванты с энергией в десятки кэВ с помощью электронов с энергией в единицы и десятки МэВ. Основной недостаток параметрического излучения – низкая интенсивность – может быть преодолен как за счет использования геометрии предельно асимметричного рассеяния, так и установки кристалла в циклический ускоритель [36]. На этом пути достижима угловая плотность излучения порядка 0.05 – 0.1 фот./эл.ср, что вполне достаточно для целей маммографии .

Следует также упомянуть активно разрабатываемую в настоящее время проблему коронарной ангиографии, сводящуюся к решению трех основных вопросов, а именно – выбору источника рентгеновского излучения [40], монохроматора [41], детектора излучения [42]. Основные требования к системе – быстрое получение изображения – предполагает очень высокую мощность излучения порядка $4 \cdot 10^{14}$ фот./сек [43], что ставит весьма сложную задачу перед разработчиками. Крайне важной является в ангиографии проблема получения узкой (порядка 10^{-4}) линии излучения вблизи 33 кэВ с возможностью плавного перехода из области энергий ниже K-линии йода в область выше K-линии.

В соответствии с изложенным, ясно, что одной из основных задач является увеличение яркости источников квазимонохроматического рентгеновского излучения. Именно этой задаче посвящены два новых эксперимента, ведущихся на ускорительном комплексе ФИАН в области физики параметрического рентгеновского излучения и резонансного переходного излучения релятивистских электронов.

Как отмечалось выше, для целей рентгеновской литографии необходимо увеличить примерно на порядок спектрально-угловую плотность источника, основанного на переходном излучении. Как правило, для генерации переходного излучения используется стопка периодически расположенных в вакууме пластин вещества, что позволяет резко увеличить плотность излучения за счет конструктивной интерференции волн, излучаемых частицей на различных пластинах. Выход излучения существенно зависит от многих параметров задачи: энергии излучающей частицы, угла наблюдения излучения, энергии кванта, толщины пластин и расстояния между ними. Поэтому определение оптимальных значений этих параметров является очень сложной задачей, не решенной до настоящего времени. Поскольку для рассматриваемых приложений требуется спектрально узкий поток квантов, то использование структуры слоистая среда - кристалл позволяет практически фиксировать частоту излучения, которая оказывается примерно равной брэгговской частоте дифракции излучения в кристалле. При этом появляется уникальная возможность оптимизировать толщину пластин и расстояния между ними. Оценки показывают возможность получения угловой плотности в 50 фот./эл.стр при использовании пучка электронов с энергией 150 – 200 МэВ и 10 аллюминиевых фольг толщиной порядка нескольких микрон. Эта величина почти на два порядка превышает достигнутые к настоящему времени плотности излучения, поэтому предлагаемое исследование открывает возможность создания на базе модернизированного ускорительного комплекса ФИАН источника рентгеновского излучения, пригодного для реализации прикладных программ в области медицины и литографии.

Альтернативным рассмотренному источнику является источник квазимонохроматического излучения на основе параметрического излучения релятивистских частиц в кристалле. Как отмечалось выше, интенсивность параметрического излучения невелика, что затрудняет использование этого уникального по ширине линии излучения в приложениях. В настоящем проекте предлагается резко увеличить угловую плотность параметрического излучения за счет эффекта аномального фотопоглощения (эффекта Бормана). Ранее возможность существенного влияния этого эффекта на характеристики параметрического излучения отрицалась. Проведенный численный анализ позволил получить аналитическое решение задачи, прогнозирующее возможность резкого увеличения угловой плотности параметрического излучения. Благодаря этому эффекту, угловая плотность параметрического излучения может возрастать более чем на порядок. Поскольку энергии электронов, необходимые для наблюдения эффекта, лежат в диапазоне сотен МэВ, доступном для ускорителя ФИАН "Пахра", то реализация предлагаемого эксперимента откроет возможность создания на модернизированом ускорительном комплексе альтернативного эффективного источника квазимонохроматического рентгеновского излучения, пригодного для применения в области медицины, биологии, литографии и т.д.

Авторский коллектив располагает более чем 20-летним опытом экспериментальных и теоретических исследований в области физики излучения релятивистских электронов в среде. На микротроне, который является инжектором синхротрона, и на самом сихротроне "Пахра" уже созданы две экспериментальные установки, работа на которых началась осенью 2001 года.

Для успешного проведения планируемых экспериментов и создания рентгеновских пучков, пригодных для практического использования, необходимо провести модернизацию некоторых узлов ускорительного комплекса. Одними из основных целей модернизации должны быть:
– получение стабильного выведенного электронного пучка с растяжкой около **2** миллисекунд и интенсивностью порядка $\mathbf{10^{11}}$ электронов/сек .
– замена микротрона на более интенсивный инжектор с большей энер-

гией.

7. Заключение

Из приведенного выше обзора экспериментальных исследований, ведущихся и планируемых на синхротроне "Пахра", следуют требования к основным параметрам используемых в этих исследованиях пучков тормозного излучения, "меченных" фотонов и выведенных электронов.

- Пучки тормозного излучения:
  - (эта-ядра) Интенсивность, соответствующая интенсивности ускоренных электронов, не менее $2{\cdot}10^{12}$ эл./сек, желательно – $5{\cdot}10^{12}$ эл./сек.
    Длительность "растяжки" до 2 мсек при равномерности $\sim 10\%$.
    Рабочий интервал энергий от 600 до 1000 МэВ.
  - (СУД и N^*-резонансы) Интенсивность фотонов в интервале энергий 400 – 600 МэВ – $5 \cdot 10^9$ 1/сек. В интервале 500 – 800 МэВ – $2 \cdot 10^{10}$ 1/сек.
    Требования к "растяжке" – теже.
- Выведенный электронный пучок:
  - (Фоторождение) Интенсивность – 10^{11} эл./сек. Разброс по энергии – не хуже 0.2 МэВ.
    "Растяжка" – от 1 до 2 мсек.
  - (Когер. излуч.) Интенсивность – 10^{11} эл./сек.
    "Растяжка" пучка до 2 мсек при равномерности $\sim 10\%$.
- Пучки меченых фотонов:
  - Интенсивность в интервалах энергий 250 – 400 и 500 – 800 МэВ – 10^7 фот./сек.
    Разрешение по энергии – соответственно 2 и 4 МэВ.

В заключение подчеркнем, что приведенные выше экспериментальные исследования, ведущиеся в ОФВЭ на синхротроне "Пахра" и планируемые на ближайшую перспективу, несомненно представляют большой интерес и заслуживают всяческой поддержки. Для возможно более успешного развития этих исследований (прежде всего дальнейшего повышения точности экспериментальных результатов) желательно, в первую очередь, завершить работы, направленные на улучшение "растяжки" пучка тормозного излучения (стабилизация длительности и интенсивности). А так же, на улучшение параметров выведенного электронного пучка.

Одновременно, необходимо предусмотреть, имея в виду средне – дальнюю перспективу, замену инжектора и, возможно, других узлов машины.

Повидимому, теперь имеет смысл напомнить, что представляет из себя ускорительный комплекс "Пахра":

- электронный синхротрон на энергию 1.2 ГэВ, размещенный в зале площадью 625 м^2;
- экспериментальный зал № 1, площадью 1200 м^2, с выведенным из синхротрона электронным пучком; на этом пучке создана система мечения фотонов; в этом же зале находится уникальный разрезной микротрон (300 мА при 24 МэВ и длительности импульса 6 мксек) и ЛСЭ;
- эксрериментальный зал № 2, площадью 1200 м^2, в который выведены два пучка тормозного излучения;
- блок технического обслуживания (пультовые, мастерские и пр.), общей площадью 3000 м^2;
- лабораторный корпус, общей площадью 5000 м^2.

Технические характеристики синхротрона представлены подробнее в Приложении 1.

Приложение 1

Основные параметры синхротрона " Пахра "

Название	-	**Электронный синхротрон С25Р "Пахра"**
Институт	-	**Физический институт им. П.Н. Лебедева**
Ведомство	-	**Академия наук Российской Федерации**
Место нахождения	-	**г. Троицк, Московская обл., Россия**

ИСТОРИЯ и СТАТУС

Время запуска	-	**1974**
Обслуживающий персонал	-	**8 (наст. время)**
Годовая наработка	-	**1500 час. (800 час - 2000 г.)**

ПАРАМЕТРЫ УСКОРИТЕЛЯ

		Рабочие	Макс. полученные
Энергия **(ГэВ)**	-	**1.0**	**1.3**
Разрешение $\mathbf{\Delta E/E}(\%)$	-	**0.1**	
Скорость повтор. **(им./сек.)**	-	**50**	
Ускоренный пучок (**е/сек.**)	-	$\mathbf{10^{12}}$	$\mathbf{2.5 \cdot 10^{12}}$
Диаметр кольца (м)	-	**9.5**	

ИНЖЕКТОР

Тип		**Микротрон**
Выходная энергия (**МэВ**)	-	**7**
Выходной ток (**мА**)	-	**50**
Период инжекции. (**обор.**	-	**40**
или **микросек.**)	-	**4**
Эммитанс (**nnm-mrad**)	-	
Тип магнита	-	**септум магнит**

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Тип фокусировки	-	**слабая**
Индекс поля	-	$\mathbf{n = 0.51}$
Бетатронная частота	-	$\nu\mathbf{h = 0.802}$, $\nu\nu = \mathbf{0.819}$
Число магнитов	-	**4**
Длина (**м**)	-	**6.28**
Поле **инж.** (**Т**)	-	**0.006**
Поле **max.** (**Т**)	-	**1.08**
Число прям. секций	-	**4**
Длина секции (**м**)	-	**1.9**
Время ускор. (**сек**)	-	**0.008**
Время растяжки (**сек**)	-	**0.002**

УСКОРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА

Число резонаторов	-	**1**
Длина поля (**м**)	-	**1**
Номер гармоники	-	**6**
RF частота (**МГерц**)	-	**55**
Коэф. ускорения (**кэВ/t**)	-	**15**
Потери на излучение (**кэВ**)	-	**63**
Выходная RF мощность (**кВатт**)	-	**50**

ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА

Материал камеры	-	**порселаин**
Апертура камеры	-	$\mathbf{185 \times 55}$
Среднее давление **(торр)**	-	$\sim \mathbf{10^{-6}}$

ВТОРИЧНЫЕ ПУЧКИ

Частицы		**Число пучков**
Тормозной	-	**3**
Электроны	-	**1**
Синхротрон	-	(демонтирован)
Ондуллятор	-	(демонтирован)

ЭКПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИНФРАСТРУКТУРА

Полная площадь (м$^{\mathbf{2}}$)	-	**2400**
Число внут. мишеней	-	**3**
Число внешних мишеней	-	**1**
Число одноврем. работаюших миш.	-	**2**
Число экспер. установок	-	**5**

Ссылки

[1] B. Tatischeff, J. Yonnet, N. Willis, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 601 (1997).

[2] V.I. Goldansky, B.B. Govorkov, and R.G. Vassilkov, Nucl. Phys., **13**, 193 (1959).

[3] Б.Б. Говорков, Е.В. Минарик, Я.Ф. **6**, 1046 (1967); **14**, 437 (1971).

[4] Б.Б. Говорков, С.П. Денисов, Е.В. Минарик, Труды ФИАН, **3**, 54 (1971).

[5] J.C. Bergstrom, E.C. Booth, J.M. Vogt *et al.*, Phys. Rev. C (rapid comunications) **53**, 1052 (1996).

[6] J.C. Bergstrom, R. Igarashi, J.M. Vogt *et al.*, Phys. Rev. C (rapid comunications) **55**, 2016 (1997).

[7] J.C. Bergstrom, R. Igarashi, E. Korkinaz *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 3203 (1998).

[8] L. Jammes, G. Audit, A. Block *et al.*, Phys. Lett. **227**, 21 (1989).

[9] P. Argan em at al., Phys. Rev. Lett. **57**, 3144 (1986).

[10] R. Beck em at al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1841 (1990).

[11] Б.Б. Говорков, Я.Ф. **6**, 116 (1967).

[12] R.L. Jaffe, Phys.Rev.Lett. **38** (1977) 195; V. Matveev and P. Sorba, Lett.Nuovo Cim. **20** (1977) 425; P.J.G. Mulders, A.T. Aerts and J.J. de Swart, Phys.Rev.Lett. **40** (1978) 1543; D.B. Lichtenberg *et al.*, Phys.Rev. **D18** (1978) 2569.

[13] P.J. Mulders, A.T. Aerts, and J.J. de Swart, Phys. Rev. D **21**, 2653 (1980).

[14] B. Tatischeff, J. Yonnet, M. Boivin, *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 1878 (1999).

[15] L.V. Fil'kov, Sov. Physics – Lebedev Inst. Rep. No **11**, 49 (1986); Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 437 (1988).

[16] D.M. Akhmedov and L.V. Fil'kov, Nucl. Phys. A **544**, 692 (1992).

[17] V.M. Alekseev, S.N. Cherepna, L.V. Fil'kov, and V.L. Kashevarov, Lebedev Phys.Inst., Preprint 52 (1996).

[18] V.M. Alekseev, S.N. Cherepna, L.V. Fil'kov, and V.L. Kashevarov, КСФ **1**, 28 (1998); nucl-th/9812041.

[19] V.B. Kopeliovich, Sov.J.Nucl.Phys. **58,** (1995) 1317.

[20] L.V. Fil'kov, V.L. Kashevarov, E.S. Konobeevskiy, *etal.*, Phys. Atom. Nucl. **62**, 2021 (1999).

[21] L.V. Fil'kov, V.L. Kashevarov, E.S. Konobeevski, *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 044004 (2000).

[22] L.V. Fil'kov, V.L. Kashevarov, E.S. Konobeevski, *et al.*, Phys. Atom. Nucl.

[23] A.I. L'vov and R.L. Workman, Phys. Rev. Lett. **81**, 1936 (1998).

[24] A.P. Kobushkin, nucl-th/9804069.

[25] R. Feynman, *Photon-Hadron Interactions* (Ed. W.A. Benjamin, Inc. Massachusetts, 1972).

[26] R. Beck, S.N.Cherepna, L.V. Fil'kov, V.L. Kashevarov, *et al.*, nucl-th/0104070.

[27] J.C. Peng, AIP (conference Proceedings **133**, 255 (1985).

[28] A.M. Chrien,*et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2595 (1988).

[29] B.J. Lieb and L.C. Liu, LAMPF Progress Report, LA-11670-PR, 1988.

[30] G.A. Sokol and V.A. Tryasuchev, КСФ **4**, 23 (1991).

[31] G.A. Sokol,*et al.*, Fizika B (Zagreb) **8**, 1, 85 (1999).

[32] P. Rullhusen, X. Artru, and P. Dhez, *Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons*, World Scientific, Singapure, 1999.

[33] M. Piestrup, M. Powell, and W. Lombardo, Int. Conf. Electron – Beam, X–ray, EUV and Ion-Beam Submicrometer Lithographies, 11–13 March, 1996, Santa Clara, California, 11–13 March, 1996.

[34] M. Piestrup, D. Boyers, C. Pincus, *et al.*, Proc. Int. Conf. Short-Wavelength Radiation Sources, San Diego, California, 24–25 July, 1991.

[35] M. Piestrup, M. Powell, S. Mrowka, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B**145**, 230 (1998).

[36] M. Piestrup, M. Powell, J. Cremer, *et al.*, Proc. Int. Conf. Emerging Lithographic Technologies, Santa Clara, California, 23–25 February, 1998.

[37] D. Saskin, B. Susky, and C. Pearsall C., IEEE Trans. on Medical Imaging **12** (1993)

[38] G. Barnes, X. Wu, and A. Wagner, Medical Progress through Technology **19**, 7 (1993)

[39] E. Burattini, M. Gamarccini, M. Marziani, *et al.*, Rev. Sci. Instr. **63**, 638 (1992)

[40] E. Rubenstein, J. Giacomini, and H. Gordon, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A**291**, 80 (1990)

[41] E. Dementyev, E. Divga, G. Kulipanov, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A**246**, 726 (1986)

[42] W. Dix, K. Engelke, C. Gluer, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A**246**, 702 (1986)

[43] R. Carr, Nucl. Instr. Meth. A**347**, 510 (1994)