

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Фотоядерные эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния

В.Г. Недорезов, А.А. Туринге, Ю.М. Шатунов

Дан обзор экспериментальных исследований фотоядерных реакций на пучках гамма-квантов средних энергий (от порога рождения мезонов до нескольких гигаэлектронвольт), получаемых методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах (позитронах), циркулирующих в накопителях. Эти работы объединяет как общая тема (исследование механизмов взаимодействия гамма-квантов с ядрами), так и методика экспериментов (комптоновские пучки), получившая широкое распространение в последние годы. Рассмотрены также новые экспериментальные возможности, в том числе прикладные, связанные с появлением в последние годы комптоновских гамма-пучков высокой интенсивности.

PACS numbers: 25.20. - x, 41.50. + h, 41.60. Cr

Содержание

1. Введение (353).
 2. Метод обратного комптоновского рассеяния и его реализация на различных электронных накопителях (354).
2.1. Основные характеристики процесса обратного комптоновского рассеяния. 2.2. Параметры установок.
 3. Фотоядерные исследования (357).
3.1. Фотоделение ядер-актининов. 3.2. Упругое рассеяние гамма-квантов на ядрах. Процессы высокого порядка по константе электромагнитного взаимодействия $Z\alpha$. 3.3. Сечения и асимметрии фоторождения мезонов на нуклонах.
 4. Получение интенсивных пучков гамма-квантов с помощью длинноволновых лазеров и лазеров на свободных электронах (366).
 5. Диагностика пучков в накопителях с помощью гамма-квантов (368).
 6. Заключение (369).
- Список литературы (369).

1. Введение

Использование гамма-квантов средних энергий, когда длина волны сравнима с размером нуклона, является простым и эффективным способом изучения структуры ядра на уровне нуклонных и мезонных степеней свободы. Это связано с тем, что оператор электромагнитного взаимодействия достаточно хорошо изучен, фотоны свободно проникают в ядро и эффективно взаимодействуют с нуклонами. Вносимый при этом в ядро угловой момент минимален по сравнению с сильно взаимодействующими частицами и множественность образующихся продуктов реакции относительно невелика. Поэтому в сечениях фотоядерных реакций отчетливо выделяется резонансная структура, обусловленная возбуждением и распадом нуклонных резонансов.

В недавние годы основным фактором, сдерживающим фотоядерные исследования в указанной области энергий, было отсутствие фотонных пучков с требуемыми параметрами, а именно высокой интенсивностью, монохроматичностью, высокой степенью поляризации, непрерывностью, низким уровнем фона. Тормозные пучки, которые долгое время были основным инструментом в этих исследованиях, не обеспечивали этих требований, за исключением интенсивности. Для улучшения качества пучка применялись разные методы. Наибольшее распространение нашел метод мечения тормозных фотонов, основанный на регистрации на совпадение рассеянных на тормозном радиаторе электронов с продуктами ядерной реакции. Этот метод позволил достичь высокой монохроматичности пучка. Были разработаны также способы получения тормозных поляризованных фотонов. В настоящее время на тормозных пучках успешно ведутся работы в различных научных центрах Европы, США, Канады, Японии и других стран.

В.Г. Недорезов. Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а, Российская Федерация
Тел. (095) 135-05-78
E-mail: vladimir@cpc.inr.ac.ru

А.А. Туринге. Российский научный центр "Курчатовский институт", Курчатовский центр синхротронного излучения, 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел./Факс (095) 196-77-45
E-mail: andrey@cpc.inr.ac.ru

Ю.М. Шатунов. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера РАН, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева 11, Российская Федерация
Тел. (383) 239-47-62. Факс (383) 234-21-63
E-mail: Yu.M.Shatunov@inp.nsk.su

Статья поступила 23 сентября 2003 г.,
после доработки 9 февраля 2004 г.

В данном обзоре рассмотрен метод обратного комптоновского рассеяния, который дал дополнительные преимущества для исследования фотоядерных реакций: более высокую степень поляризации пучка, низкий уровень фона. Подробное сравнение разных методов получения гамма-пучков можно найти в монографии [1]. Настоящий обзор составлен в основном по материалам конференций последних лет [2–5]. Полную библиографию можно найти в электронных библиотеках (см., например, [6]), поэтому здесь отобраны, в основном, только ключевые работы.

2. Метод обратного комптоновского рассеяния и его реализация на различных электронных накопителях

Метод обратного комптоновского рассеяния был предложен в 1963 г. в работах [7, 8], где были рассчитаны основные характеристики пучка, получающегося при столкновении лазерных фотонов с электронами. Затем этот метод был экспериментально подтвержден в ФИАНе [9] и детально изучен во Фраскати (Италия). Здесь впервые была создана установка Ladone [10], на которой пучок комптоновских фотонов стал использоваться в ядерной физике. Широкое применение метода обратного комптоновского рассеяния началось в 1994 г. в Новосибирске, где был выполнен цикл работ по исследованию фотопоглощения и фотоделения ядер на установке РОКК (Рассеянные обратные комптоновские кванты) [11]. В настоящее время работы по фотоядерным реакциям на комптоновских пучках активно ведутся в Брукхейвене (США) на установке LEGS (Laser Electron Gamma Source) [12], в Гренобле на накопителе ESRF (эксперимент GRAAL — GRenoble Accelera-teur Anneau Laser) [13], в Японии на SPring-8 (установка LEPS — Laser Electron Photon Source [14]) и др. Важными достоинствами используемого в этих работах пучка (в дополнение к монохроматичности, обеспечиваемой системой мечения) являются когерентность и высокая степень поляризации, что позволяет исследовать спиновую структуру нуклонов, различные поляризационные эффекты в рассеянии фотонов на ядрах и нуклонах. Основное внимание в настоящее время уделяется измерению правила сумм Герасимова–Дрелла–Хирна (ГДХ) и других правил сумм, которые дают фундаментальную информацию об аномальном магнитном моменте нуклона и других его свойствах.

Следует отметить, что поляризационные эксперименты активно ведутся и на тормозных пучках, получаемых при тормозном излучении поляризованных электронов или в процессах меллеровского рассеяния. При этом работы на тормозных пучках, которые ведутся в Майнце и TJLab (см., например, обзоры в [6]), опережают аналогичные исследования на комптоновских установках. Обоснованием работ на комптоновских пучках может служить не только необходимость получения результатов разными методами, но и более высокое качество пучка: более высокая степень поляризации гамма-квантов и низкий уровень фона, а следовательно, повышение точности эксперимента.

Для получения комптоновских пучков необходимы электронные накопители, где ток электронов достигает нескольких сотен миллиампер. При этом интенсивность гамма-пучка сравнительно невысока (до 10^7 фотон с^{-1}).

Ограничение по интенсивности связано с выбиванием лазерным лучом электронов с орбиты накопителя и уменьшением времени жизни пучка. На электронном накопителе (источнике синхротронного излучения) одновременно работает большое число пользователей, поэтому обычно допустимое уменьшение времени жизни пучка по согласованию со всеми пользователями составляет величину, близкую к 15 %.

Следует отметить, что для фотоядерных исследований в области средних энергий существуют дополнительные ограничения на интенсивность пучка, связанные с ограниченным быстродействием используемой электроники, возможностями системы сбора и обработки данных при записи событий, и в целом все эти условия вполне согласуются между собой.

Вопрос о повышении интенсивности гамма-пучка обсуждался ранее (см., например, [15]). Очевидно, что использование длинноволновых лазеров, когда потери энергии электрона на излучение гамма-квантов сравнительно невелики, может увеличить интенсивность, если рассеянный электрон не теряется в накопителе, а возвращается на свою равновесную орбиту. В этом случае принципиальных ограничений на интенсивность пучка нет. Первые успешные экспериментальные результаты в этом направлении получены в Японии на нескольких электронных накопителях с использованием длинноволновых CO_2 -лазеров [16], а также в США в университете Duke с помощью лазера на свободных электронах [17]. Учитывая важность этого направления, особенно для прикладных исследований, мы обсуждаем этот вопрос ниже в отдельном разделе.

Среди проектов для будущих установок подобного типа следует отметить станцию "Гамма", которая создается в Курчатовском центре синхротронного излучения (КЦСИ) на накопителе электронов "Сибирь-2" [18]. В России это будет первый специализированный источник СИ, и создание на нем пучка жестких гамма-квантов является актуальной задачей.

2.1. Основные характеристики процесса обратного комптоновского рассеяния

Дифференциальное сечение обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах энергии E_e в лабораторной системе (для идеальных условий, когда эмиттанс и поперечные размеры пучка электронов бесконечно малы) согласно расчетам [7, 8] можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{dn} = 4\pi r_0^2 \left[\frac{K}{1+n} + \frac{1+n^2}{K} - \frac{4n^2}{(1+n^2)^2} \right], \quad (1)$$

где $n = \theta\gamma$, $\gamma = E_e/m_e$, $\lambda = 2\gamma\omega/E_e$, $K = 1 + n + \lambda$, ω — энергия лазерных фотонов, θ — угол вылета гамма-кванта относительно импульса электрона.

Энергия комптоновских квантов однозначно связана с углом рассеяния:

$$E_\gamma = 4\gamma^2 \frac{\omega}{1+n^2+\lambda}. \quad (2)$$

Из приведенных формул видно, что большая часть пучка фотонов сосредоточена в пределах малого угла $\theta \sim 1/\gamma$. Для большинства имеющихся установок энергия электронов составляет несколько гигаэлектронвольт, следовательно, характерный угол не превышает 10^{-3} рад.

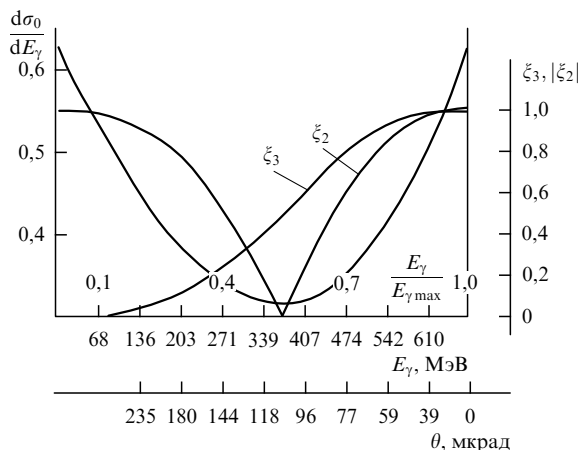


Рис. 1. Спектр $d\sigma_0/dE_\gamma$ (левая шкала) и поляризация (ξ_3 — линейная, ξ_2 — циркулярная (правая шкала)) для обратного комптоновского излучения [11].

Спектр гамма-квантов описывается уравнением

$$\frac{d\sigma_0}{dE_\gamma} = \frac{\pi r_e^2}{2} \frac{m_e^2}{\omega E_2} \left[\frac{m_e^4}{(4\omega^2 - E_\gamma^2)^2} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} - \frac{m_e^2}{\omega E_e} \frac{E_\gamma}{E_e - E_\gamma} + \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_e}{E_e - E_\gamma} \right]. \quad (3)$$

Поляризация комптоновских гамма-квантов определяется поляризацией лазерных фотонов. Сечение с учетом поляризации фотонов (при рассеянии на неполяризованных электронах) можно выразить через параметры Стокса $\xi = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$, где $\xi_3 = 1$ соответствует горизонтальной линейной поляризации, $\xi_3 = -1$ — вертикальной линейной поляризации, ξ_1 и ξ_2 характеризуют соответственно линейную под углом 45° и циркулярную поляризации:

$$d\sigma = d\sigma_0 - \frac{4r_e^2}{x^2} \frac{d\varphi}{dy} \xi_3 \left[\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{y} \right)^2 + \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{y} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь φ — азимутальный угол, x и y — переменные, определяемые начальным и конечным импульсами фотона (k, k') и электрона (p, p'): $x = 2pk/m^2$; $y = 2pk'/m^2$.

Зависимость линейной и циркулярной поляризации гамма-квантов от энергии вместе со спектром показана на рис. 1. Видно, что при максимальной энергии, которая

соответствует углу рассеяния 180° , степень поляризации равна 100 %.

Наиболее подробные расчеты параметров пучков комптоновских фотонов можно найти в [19]. Там же приведены результаты расчетов для измерения поляризации гамма-пучка (поляриметра на основе рождения e^+e^- -пар на атомных электронах). До сих пор прямых экспериментов по измерению поляризации гамма-квантов средних энергий не было сделано. Поэтому результаты расчетов [19] могут быть использованы в последующих работах.

2.2. Параметры установок

Основные параметры имеющихся в мире установок с пучками комптоновских фотонов средних энергий приведены в табл. 1. Видно, что в этих установках перекрывается широкий диапазон энергий вплоть до 3,5 ГэВ. Интенсивность пучка не превышает 10^7 фотон s^{-1} , что определяется допустимыми потерями времени жизни пучка в накопителе, как уже отмечалось ранее. Для получения высокой степени монохроматичности комптоновского пучка по энергии дополнительно используется метод мечения, т.е. регистрация на совпадение рассеянных электронов с продуктами ядерной реакции. Для этого предпочтителен непрерывный во времени пучок или пучок с большим коэффициентом заполнения.

На современных накопителях, используемых как специализированные источники синхротронного излучения, расстояние между электронными густками может составлять величину порядка одной наносекунды при длительности густка несколько десятков пикосекунд, а длина орбиты достигает километра и более. Поэтому такой пучок с точки зрения регистрирующей системы (с учетом разрешающей временной способности при регистрации на совпадение электронов с продуктами ядерной реакции) можно считать непрерывным. Однако даже в одногустковом режиме частота повторения достаточна для работы системы мечения при ограниченной интенсивности.

Варианты систем мечения различны на разных установках и отличаются как типом детекторов для регистрации рассеянных электронов, так и элементами накопителя, которые требуют специальной доработки. В Брукхейвене на установке LEGS используется длинный канал для проводки рассеянных электронов к пластиковым сцинтилляторам через специально сконструированную линзу [12]. На всех остальных установках, приведенных в табл. 1, детектор рассеянных электронов устана-

Таблица 1. Параметры установок с пучками обратных комптоновских фотонов

Установка	Ladone	Taladone	РОКК			LEGS	GRAAL	LEPS
			1	2	1M			
Накопитель	Adone (Фраскати)		ВЭПП-4, 3, 4М (Новосибирск)			NSLS (Брукхейвен)	ESRF (Гренобль)	SPring-8 (Осака)
Энергия электронов E_e , ГэВ	1,5	1,5	1,8–5,5	0,35–2,0	1,4–5,3	2,5	6,04	8,0
Ток электронов I_e , А	0,1	0,1	0,2	0,1	0,2	0,2	0,1	0,2
Энергия лазерных фотонов W , эВ	2,45	2,45	2,34–2,41	2,41–2,53	1,17–3,51	3,53	3,53	3,5
Энергия комптоновских квантов E_γ , МэВ	5–80	35–80	100–960	140–220	100–1200	180–320	550–1470	150–2400
Разрешение по энергии ΔE_γ (FWHM), МэВ	0,07–8	4–2	1,5–2	4		6	16	30
Интенсивность, $N_\gamma s^{-1}$	10^5	5×10^5	2×10^5	2×10^6	2×10^6	4×10^5	2×10^6	10^7

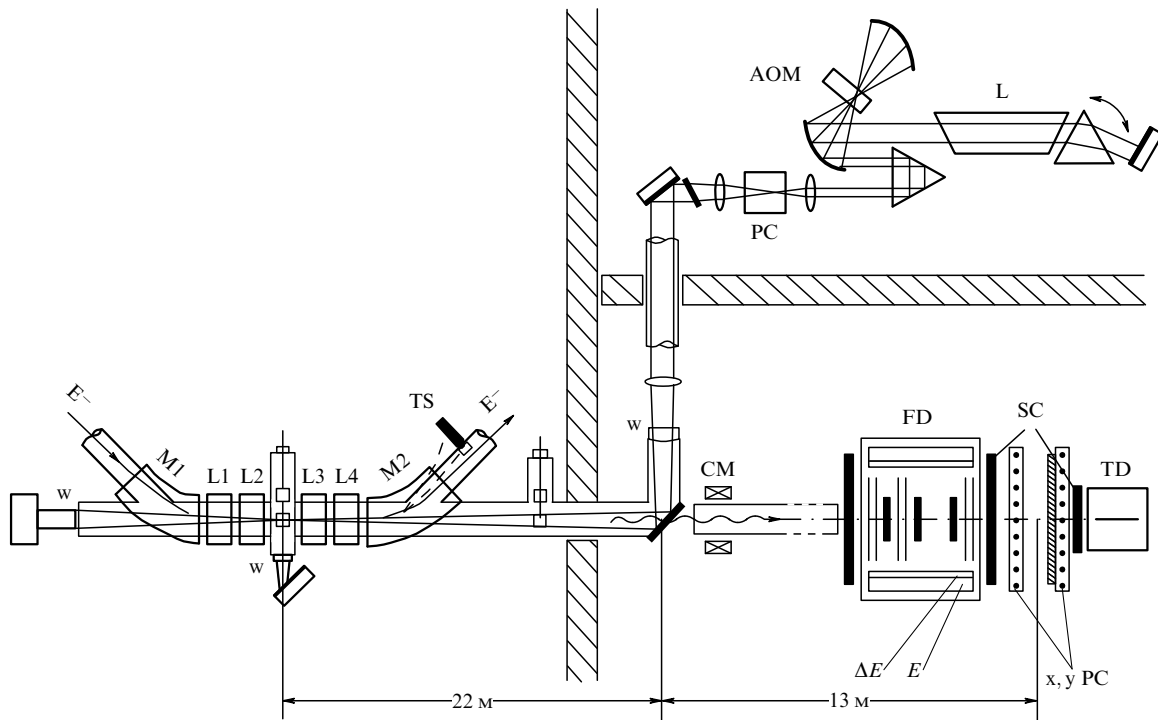


Рис. 2. Схема установки РОКК-2 на накопителе электронов ВЭПП-3 [11], в которую входят три основные части: 1) система мечения фотонов по энергии (TS), расположенная на накопителе (M1, M2 — магниты, L1–L4 — квадрупольные линзы, w — кварцевое окно), 2) лазерная система, включающая в себя лазер L, акусто-оптический модулятор (AOM), ячейку Поккельса (PC), оптические элементы (призма, линзы, зеркала), 3) детектирующая система: FD — детектор ядерных фрагментов, CM — очищающий магнит, SC, x, y PC — мониторы пучка, TD — детектор полного поглощения фотонов.

вливаются за магнитом накопителя в непосредственной близости от оси пучка электронов. Для примера на рис. 2 показана схема, используемая в Новосибирске на установке РОКК-2.

Следует отметить, что гамма-установки (см. табл. 1) имеются во всех центрах синхротронного излучения и на многих электрон-позитронных коллайдерах. Это обусловлено не только интересом к изучению взаимодействия гамма-квантов с ядрами, но и тем, что комптоновские источники полезны для диагностики работы самих накопителей. В настоящее время комптоновское рассеяние используется для измерения поперечных и угловых размеров пучка, для определения положения и стабильности орбиты и для измерения степени поляризации электронов в накопителе. Эти параметры очень важны для настройки накопителя и, соответственно, для многочисленных проводимых на нем экспериментов.

Интересно сравнить основные параметры гамма-пучков, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния (см. табл. 1), и тормозных пучков меченых фотонов, имеющих на современных ускорителях типа CEBAF на энергию электронов 4 ГэВ (лаборатория JLab в США) или MAMI-B на энергию 850 МэВ (ФРГ). Основное методическое отличие состоит в том, что тормозные пучки получаются здесь на внешней мишени, куда пучок электронов выводится из ускорителя. В накопителях пучок электронов многократно (с частотой до 50 МГц и даже более в многосгустковом режиме) пролетает через область излучения, поэтому интенсивность пучка электронов достигает сотен миллиампер. На выведенном пучке электронов его интенсивность в режиме мечения не превышает нескольких

десятков наноампер. При этом интенсивности получающихся тормозных фотонных пучков, используемых в настоящее время, в среднем примерно на порядок превосходят интенсивности комптоновских пучков. Однако, поскольку комптоновский спектр растет с энергией фотонов, а тормозной резко падает, в самой жесткой области спектра вблизи верхней границы поток комптоновских фотонов оказывается на порядок выше, чем тормозных. Поэтому приводить только средние значения, которые обычно используются для сравнения, не вполне корректно.

Особое значение имеет тот факт, что в комптоновском спектре отсутствует низкоэнергетический хвост, создающий вредную нагрузку в системе мечения и дополнительный фон в детекторе.

По остальным параметрам существенных различий между комптоновскими и тормозными пучками практически нет. Энергетическое разрешение, определяемое системой мечения, составляет в среднем порядка 1%. В обоих случаях достижима высокая степень поляризации, близкая к 100% для комптоновского пучка и около 75% для тормозного пучка (в области максимальной границы спектра). В этом случае для получения тормозного пучка используется пучок ускоренных поляризованных электронов, степень поляризации которого достигает 75%.

Таким образом, качество пучков гамма-квантов и их возможности будут определяться в основном фоновыми условиями, и по мере роста энергии фотонов преимущества комптоновских пучков как наиболее "чистых" и эффективных будут, по-видимому, все более заметными. В то же время выведенные электронные пучки будут более ориентированы в основном на исследование

электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов методом рассеяния электронов (виртуальных фотонов), который, в свою очередь, дает уникальную информацию о структуре ядер. Более детальное сравнение выходит за рамки настоящего обзора и может быть сделано самостоятельно по материалам конференций последних лет [2–5].

3. Фотоядерные исследования

Спектр работ, которые ведутся сейчас на комптоновских пучках средних энергий, довольно широк. Более подробно рассмотрим работы по фотопоглощению ядер-актинилов, выполненные в Новосибирске на установках РОКК-1,2 [20–24], а также по упругому рассеянию фотонов на ядрах [25, 26]. Результаты новосибирских экспериментов по фотопоглощению ядер, получившие подтверждение в других работах, выполненных в самое последнее время, позволяют по-новому взглянуть на поглощение фотонов тяжелыми ядрами, или связанными нуклонами. Здесь речь пойдет о пересмотре концепции "универсальности" фотопоглощения ядер в области нуклонных резонансов. Затем обсудим некоторые результаты работ по фотопоглощению и фоторождению мезонов, выполненных в Брукхейвене [27–29] и Гренобле [30–32] на накопителях электронов NSLS и ESRF соответственно. Вкратце будут представлены некоторые результаты, полученные на накопителе SPring-8 [33–36].

Несмотря на кажущееся различие в тематике перечисленных экспериментов (фотоделение ядер, фоторождение мезонов, упругое рассеяние фотонов), следует отметить, что их объединяет одна общая проблема исследования взаимодействия фотонов с ядрами, а именно изучение полного фотопоглощения на свободных и связанных нуклонах. Например, данные по делению дают информацию о полных сечениях фотопоглощения, поскольку делимости ядер-актинилов близки к единице в рассматриваемой области энергий. Чтобы анализировать сечения фотопоглощения тяжелых ядер (или связанных нуклонов), необходимы данные по фотопоглощению на свободных нуклонах, которые в свою очередь являются суммой парциальных сечений фоторождения мезонов. Наконец, упругое и квазиупругое рассеяние фотонов на нуклонах дает информацию о ядерных формфакторах, которые определяют отличия между свободными и связанными нуклонами. Поэтому обзор этих проблем важен с точки зрения понимания физики нуклонных и мезонных степеней свободы, изучения влияния ядерной среды на характер элементарных процессов.

3.1. Фотоделение ядер-актинилов

До недавнего времени многочисленные экспериментальные данные по полным сечениям фотопоглощения ядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{238}\text{U}$, полученные при энергиях выше порога рождения пионов, указывали на универсальный характер зависимости полных сечений от атомного номера ядра мишени (см., например, обзор [37]). Как показано в теоретических работах (см., например, [38, 39]), влияние ядерной среды (а именно ферми-движения нуклонов, принципа Паули, внутриядерных каскадов) выражается в деформации кривых дифференциальных сечений, изменении положения максимума нуклонных резонансов и

других модификациях, но в интегральных сечениях заметной разницы между полным фотопоглощением на свободном и связанном нуклоне нет.

Из ядер-актинилов (торий, уран, нептуний, америций и др.) наибольшее внимание в экспериментах было уделено ядру ${}^{238}\text{U}$ (см., например, [1]). Как отмечалось во всех работах, полное сечение фотоделения ${}^{238}\text{U}$ в указанной области энергий совпадает с полным сечением фотопоглощения, что качественно согласуется с известным фактом роста делимости ядра с увеличением энергии возбуждения. Эксперименты на пучках меченых фотонов подтвердили этот вывод с точностью, близкой к нескольким процентам [40, 41].

Интереса к более тяжелым трансураниевым ядрам не наблюдалось, потому что для всех ядер-актинилов, обладающих низким барьером деления, делимость, измеренная как отношение сечения деления к значениям на универсальной кривой, ожидалась равной единице в области нуклонных резонансов. Поэтому первое сообщение из Харькова о делимости ядер ${}^{241}\text{Am}$ и ${}^{243}\text{Am}$ в этой области энергий [42], которое противоречило общепринятым представлениям об универсальном характере фотопоглощения, долгое время вызывало только критические оценки. В работе [42] утверждалось, что сечение фотоделения ядер ${}^{241}\text{Am}$ и ${}^{243}\text{Am}$ на 30 % выше, чем сечение фотоделения ${}^{238}\text{U}$, в области средних энергий, что служило указанием на возможность дополнительных механизмов возбуждения ядер фотонами средних энергий, кроме адронного канала, связанного с фоторождением мезонов.

Первые работы, проведенные на пучке комптоновских фотонов в Новосибирске [20], подтвердили данные [42]. Использование пучка монохроматических фотонов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния, уменьшало в несколько раз вероятность систематических ошибок при измерении относительных делимостей ядер ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{237}\text{Np}$, так что величина отклонения (30 %) в 5 раз превышала полную ошибку измерений. Результаты этих измерений приведены на рис. 3.

Новые экспериментальные данные были получены на пучке меченых тормозных фотонов в Канаде и США [43, 44]. Они подтвердили результаты по различию в делимостях ядер ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{237}\text{Np}$ в области промежуточных энергий. Кроме того, было увеличено число исследуемых изотопов (для ядер-актинилов добавлены ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$). Поэтому объяснение наблюдаемого расхождения с уни-

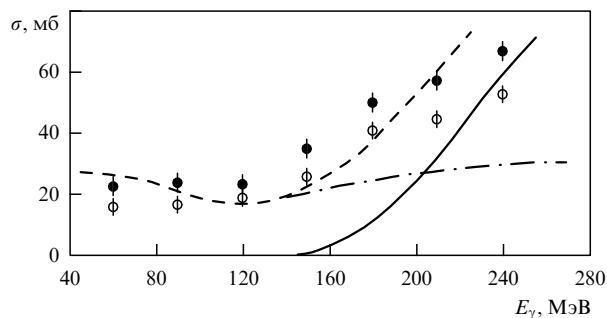


Рис. 3. Сечения фотоделения ядер ${}^{237}\text{Np}$ (●) и ${}^{238}\text{U}$ (○) по данным работы [24]. Штриховая кривая — расчетное сечение, состоящее из двух компонент — полного сечения фотопоглощения на свободном протоне [46] (сплошная кривая) и сечения фотопоглощения, рассчитанного по квазидейтронной модели [51] (штрихпунктирная кривая).

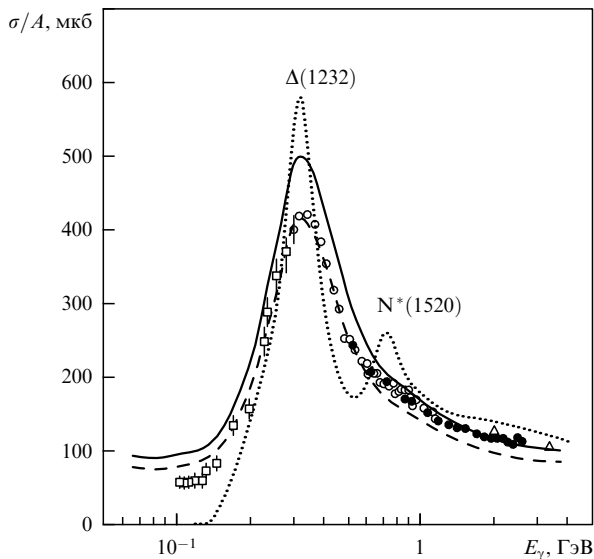


Рис. 4. Полное сечение фотопоглощения для ядер-актиноидов (усредненное для ^{237}Np , ^{238}U , ^{235}U и ^{233}U) по данным работы [45] (сплошная кривая), полученное из сечений фотоделения этих ядер [44] посредством деления на расчетную делимость, в сравнении с полным сечением фотопоглощения на свободном нуклоне (пунктирная кривая). Штрихом указана универсальная кривая, на которой расположены отдельные точки для ядер от ^7Li до ^{238}U по данным работ [46, 48].

версальной зависимостью сечений стало еще более актуальным.

Теоретические оценки делимостей на основе модели внутриядерного каскада (см., например, [24]) показали, что делимость ядра урана может быть на 30 % ниже единицы в связи с тем, что деление ядра происходит на самой последней, медленной стадии взаимодействия, после прохождения в ядре внутриядерного каскада и установления в нем статистического равновесия. При этом большую часть энергии уносят из ядра быстрые пионы и каскадные частицы. Очевидное противоречие этой модели экспериментам потребовало проведения детального анализа делимостей ядер-актиноидов и полных сечений фотопоглощения на основе каскадно-испарительной модели [45]. Результат такого анализа представлен на рис. 4, где сплошная кривая описывает полное сечение фотопоглощения ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np , полученное из измеренных сечений фотоделения, а отдельные точки соответствуют универсальной кривой (усредненное полное сечение фотопоглощения для ядер от ^7Li до ^{238}U по данным работ [46, 48]).

Поскольку в этом диапазоне ядер все полные сечения совпадают между собой в пределах ошибок измерений (ложатся на универсальную кривую после нормировки на число нуклонов в ядре), то все они приводятся без дополнительного обсуждения, как это сделано в работе [45].

Существенно, что при измерении полных сечений фотопоглощения на ядрах-актиноидах в работах [43, 44] достигнут достаточно высокий уровень точности данных в абсолютных сечениях (не хуже 3 %). Этот уровень можно оценить путем сравнения полных сечений для ряда ядер (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np), у которых различие в полных сечениях фотопоглощения оказалось не более нескольких процентов, хотя сечения фотоделения разли-

чаются более чем в 2 раза в этой области энергий (^{232}Th и ^{237}Np).

Из приведенных данных можно сделать несколько выводов. Во-первых, четко видна модификация нуклонных резонансов в ядерной среде: $\Delta(1232)$ -резонанс становится шире почти на 50 МэВ, а $N^*(1520)$ исчезает совсем. Это подтверждает результаты работ, полученных ранее [49, 50]. При этом в области Δ -резонанса полное сечение фотопоглощения для ядер-актиноидов на 20 % выше универсальной кривой. Этот факт трудно объяснить простой модификацией резонанса в ядерной среде, потому что при этом интегральное сечение не может меняться. Следовательно, можно сделать предположение о существовании дополнительных механизмов взаимодействия фотонов с ядрами, которые не связаны с фоторождением мезонов.

В области энергий выше Δ -резонанса, и особенно выше $N^*(1520)$, видно, что полные сечения фотопоглощения, полученные в работе [44], совпадают с универсальной кривой, но лежат систематически ниже сечения поглощения на свободном нуклоне. Тот факт, что интегральные сечения поглощения на связанном нуклоне становятся ниже, чем на свободном, можно объяснить моделью векторной доминантности (см., например, [51]), согласно которой при энергии фотонов выше примерно 1 ГэВ ядро становится менее прозрачным для фотонов из-за эффекта адронизации, или фоторождения тяжелых векторных мезонов.

Следует отметить, что надежные данные по полным сечениям фотопоглощения на свободном протоне и нейтроне имеются для области энергий до 800 МэВ, где можно сравнить результаты работ [46–48]. При более высоких энергиях есть только данные Армстронга и др. [46, 47]. Недавно появились сообщения о результатах измерений, выполненных коллаборацией GRAAL [52] (они обсуждаются ниже), которые позволяют уточнить сечения до энергии 1,5 ГэВ. По этим данным для протона достаточно отчетливо виден третий резонанс при энергии 1,0 ГэВ, а для нейтрона он практически не заметен. Это, по-видимому, означает, что процедура извлечения данных по нейтрону из измерений, сделанных на дейтроне, должна быть уточнена. В данном случае сравнение ядерных сечений фотопоглощения со свободным нуклоном следует делать именно с протоном, а не с усредненной суммой протонов и нейтронов, как в работе [45].

Необходимо также иметь в виду, что оценки полных сечений фотопоглощения ядер-актиноидов в работе [45] основаны на модельных расчетах делимостей этих ядер (рис. 5). Хотя число исследованных изотопов довольно велико (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U и ^{237}Np) и их полные сечения, полученные таким образом, совпадают, желательно было бы провести измерения полных сечений другими, независимыми способами, например методом суммирования сечений парциальных реакций.

Напомним, что основное различие между ядрами ^{238}U и ^{237}Np состоит в том, что делительная ширина у ^{238}U почти в 3 раза ниже, чем у ^{237}Np [53]. Делительные ширины характеризуют вероятность деления вблизи барьера деления, который у обоих ядер составляет примерно 6 МэВ. Вторым, наиболее вероятным каналом распада ядра при такой энергии является испускание нейтрона. Полная ширина распада практически равна сумме нейтронной (Γ_n) и делительной (Γ_f) ширин. Таким образом, вблизи барьера деления сечение деления

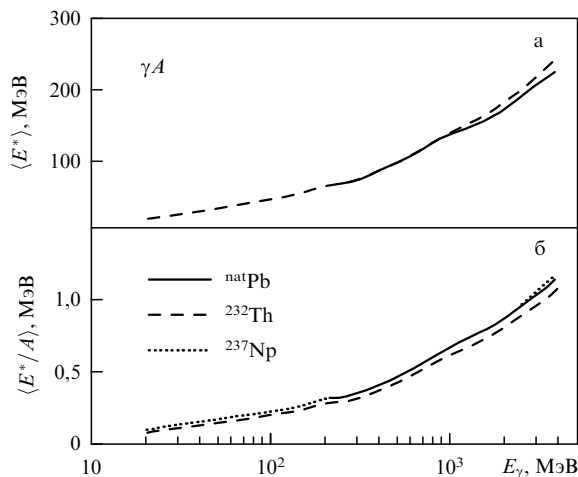


Рис. 5. (а) Средние энергии возбуждения ядер после прохождения внутриядерного каскада в зависимости от энергии налетающих фотонов [45]. (б) То же самое после нормировки на число нуклонов в ядре. Условные обозначения: ^{238}U — сплошная кривая, ^{232}Th — штриховая и ^{237}Np — пунктирная.

можно описать простой формулой

$$\sigma_{\gamma f} = \sigma_{\text{tot}} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} \quad (5)$$

С ростом энергии фотонов вероятность деления растет за счет того, что после испускания двух, трех и более нейтронов ядро также может делиться. Примерно к 40 МэВ делимость обоих ядер достигает насыщения и становится близкой к единице, если предполагать, что вся энергия фотонов переходит в энергию возбуждения ядра. Детальные расчеты, выполненные с учетом испускания быстрых каскадных частиц [45], показывают, что при более высоких энергиях делимость продолжает расти, как показано на рис. 5.

Дополнительную информацию о процессе фотовозбуждения ядер, в частности о средней энергии возбуждения делящегося ядра после прохождения в нем внутриядерного каскада, можно получить, измеряя массовые распределения осколков деления. Известно, что асимметрия в массовом распределении осколков связана с оболочечными эффектами, которые играют заметную роль при низких энергиях возбуждения и становятся пренебрежимо малыми выше примерно 50 МэВ. Измерения вероятности симметричного и асимметричного деления были выполнены в Новосибирске для ядер ^{238}U и ^{237}Np [22]. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2. Вероятность симметричного деления $R = S/(A + S)$ [22]; в скобках указаны систематические ошибки

E_γ , МэВ	^{238}U	^{237}Np
60	0,25 (0,09)	0,22 (0,08)
90	0,32 (0,09)	0,21 (0,07)
120	0,29 (0,09)	0,30 (0,08)
150	0,39 (0,09)	0,25 (0,10)
180	0,35 (0,08)	0,35 (0,10)
210	0,37 (0,08)	0,38 (0,11)
240	0,34 (0,08)	0,12 (0,07)

Видно, что доля симметричного деления по отношению к полному выходу не превышает 40 % для обоих

ядер, т.е. доминирует асимметричное деление ядер. Поэтому можно сделать качественный вывод о том, что доля процессов с низкой энергией возбуждения делящегося ядра довольно велика. Это может означать, что приведенные на рис. 5 результаты расчетов средней энергии возбуждения делящихся ядер дают несколько завышенную оценку либо дисперсия средних значений очень велика. К сожалению, в работе [45] величина дисперсии не приводится, и поэтому оценить долю низкоэнергетических возбуждений нельзя.

Для более детального сравнения нужны также теоретические оценки вероятности симметричного и асимметричного деления для данного диапазона энергий возбуждения, которые пока в литературе отсутствуют. Таким образом, данные о массовом распределении осколков фотоделения лишь качественно подтверждают возможность существования механизма фотопоглощения с малой передачей энергии и указывают на отличие процессов возбуждения ядер фотонами и протонами в области промежуточных энергий.

Другим качественным указанием на то, что вопрос о средней энергии возбуждения делящихся ядер еще недостаточно изучен, являются результаты работ по возбуждению спонтанно делящихся изомеров фотонами и электронами в области энергий до 1,2 ГэВ [54]. Как известно, изомерные состояния в делящихся ядрах возникают благодаря оболочечным эффектам, ответственным за формирование двугорбого барьера деления. С ростом энергии возбуждения выше примерно 30 МэВ барьер становится одnogорбым (жидко-капельным) и вероятность образования изомеров падает до нуля.

В работе [54] показано, что изомерное отношение в области промежуточных энергий всего в несколько раз ниже, чем в области гигантского резонанса. Это говорит о том, что средняя энергия возбуждения делящихся ядер не превышает 30 МэВ. Такой результат согласуется с данными по массовым распределениям осколков фотоделения ядер-актинидов.

На основании всех приведенных данных естественно предположить, что существуют дополнительные механизмы возбуждения ядер, отличные от адронного механизма, который полностью обусловлен фоторождением мезонов на нуклонах. Однако поиски таких механизмов пока не дали положительных результатов. В работе [18] была предпринята попытка объяснить превышение сечений быстрой фрагментацией ядра, когда почти вся энергия налетающего фотона передается фрагментам без образования составного ядра. При низких энергиях фотонов (до 20 МэВ) вероятность такого процесса не превышает 10^{-5} по отношению к вероятности обычного бинарного деления [55]. В области нуклонных резонансов эта величина согласно данным [18] оказалась также очень малой (менее 10^{-3}). Следовательно, процессами с большой передачей энергии нельзя объяснить наблюдаемое для ядер-актинидов превышение в полных сечениях фотопоглощения.

Другое предложенное объяснение связано с процессами с малой передачей энергии и импульса [21], например неупругого рождения электрон-позитронных пар, которое происходит в результате дальнего действия взаимодействия (процесс Бете–Гайтлера). В последние годы интерес к таким процессам возрос в связи с изучением виртуального комптон-эффекта [56] и вирту-

ального фоторождения пар на нуклонах [57]. Отдельного обсуждения заслуживает изучение электродинамических процессов малого порядка (по константе электромагнитного взаимодействия $\alpha = 1/137$). Теоретические оценки вероятности неупругого рождения e^+e^- -пар, приводящего к делению ядер-актинидов, дали величину сечения на три порядка ниже, чем получено в эксперименте [21]. Следует отметить, что сечение этого процесса очень сильно зависит от величины обрезания ядерного формфактора, которое не имеет достаточного теоретического обоснования. Поэтому одним из аргументов в обоснование необходимости изучения указанного процесса независимо от его относительной вероятности является возможность получения новой информации о формфакторах тяжелых ядер. В этой связи представляет интерес анализ данных по кулоновской диссоциации релятивистских ядер — процесса, который по своей природе очень близок к неупругому фоторождению e^+e^- -пар на ядрах.

Диаграммы, соответствующие неупругому рождению e^+e^- -пар на ядре и кулоновской диссоциации релятивистских ионов, приведены на рис. 6. Следует заметить, что диаграмма на рис. 6б описывает также рассеяние электронов на ядрах, поэтому теоретическое описание обоих процессов имеет общий характер. Общепринято указанные процессы анализировать методом виртуальных фотонов, который достаточно подробно описан, например, в [1]. В борновском приближении спектр виртуальных фотонов зависит, в основном, от начального и конечного импульсов налетающей частицы. Поэтому мы можем экстраполировать данные по сечениям в область малых Z .

Экстраполяция сечений кулоновской диссоциации релятивистских тяжелых ионов [58, 59] в область малых Z показывает, что зависимость сечения от заряда ядра имеет квадратичный характер в соответствии с теоретическими оценками. Абсолютная величина сечения неупругого рождения e^+e^- -пар с испусканием нейтрона или деления (вероятности этих процессов в области барьера близки друг к другу) получается равной примерно 10 мб.

При этом полное сечение фотоделения ядер актинидов составляет примерно 100 мб в максимуме P_{33} -резонанса ($E_\gamma = 300$ МэВ) и падает до 50 мб при энергиях фотонов около 1 ГэВ. Следовательно, данные по сече-

ниям, полученные методом экстраполяции, не противостоят экспериментальным результатам об относительных делимостях ядер урана и нептуния, приведенным выше. К сожалению, точность такой экстраполяции недостаточна для окончательных выводов. Поэтому полного ответа на вопрос о причине отличия полных сечений фотопоглощения от универсальной кривой пока нет.

Таким образом, последние данные по фотоделению ядер-актинидов в области промежуточных энергий поставили ряд вопросов, которые открывают новые актуальные направления исследований в этой области. Основным результатом можно считать то, что для тяжелых ядер-актинидов "универсальная" кривая фотопоглощения не является универсальной. Объяснение этому факту можно искать разными способами. Например, поиском процессов типа неупругого рождения e^+e^- -пар с малой передачей энергии и импульса либо, наоборот, в процессах фрагментации ядер при больших передачах.

В связи с этим требуются совпадетельные эксперименты с регистрацией быстрых ядерных продуктов, образующихся на начальной стадии взаимодействия, и осколков деления, дающих информацию о возбуждении коллективных состояний. Такие эксперименты возможны на низкофоновых фотоядерных установках нового поколения с использованием пучков гамма-квантов от обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах. Комптоновские низкофоновые пучки на накопителях позволяют исследовать процессы с малой передачей энергии и импульса. Наличие ядерной вершины в этих процессах приводит к их очень сильной зависимости от ядерного формфактора, что усложняет теоретический анализ данных. Однако именно это обстоятельство и позволяет получать дополнительную информацию о ядерных формфакторах. В этом смысле процессы с малой передачей можно считать квазиупругими.

Программа таких экспериментов была разработана для накопителя электронов "Сибирь-2" в РИЦ "Курчатовский институт" на основе первых данных, полученных в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) [60].

3.2. Упругое рассеяние гамма-квантов на ядрах.

Процессы высокого порядка по константе электромагнитного взаимодействия $Z\alpha$

До сих пор взаимодействие фотонов с ядрами изучалось лишь в низших порядках по константе взаимодействия $Z\alpha$. К этим процессам относятся хорошо изученные комптоновское рассеяние и рождение e^-e^+ -пар. Процессы более высокого порядка, например дельбрюкковское рассеяние или расщепление фотонов, диаграммы которых приведены на рис. 6, исследованы мало.

Впервые расщепление фотонов на ядрах экспериментально наблюдалось в работе [25], выполненной на накопителе ВЭПП-4 на установке РОКК-1М. Особенность этого эксперимента состоит в регистрации рассеянного фотона в области малых углов, т.е. на фоне прямого гамма-пучка. Аналогичным образом были проведены исследования дельбрюкковского рассеяния [26]. В этих работах было показано, что результаты экспериментов хорошо согласуются с электродинамическими расчетами, выполненными в приближении плоских волн и точечного заряда ядра.

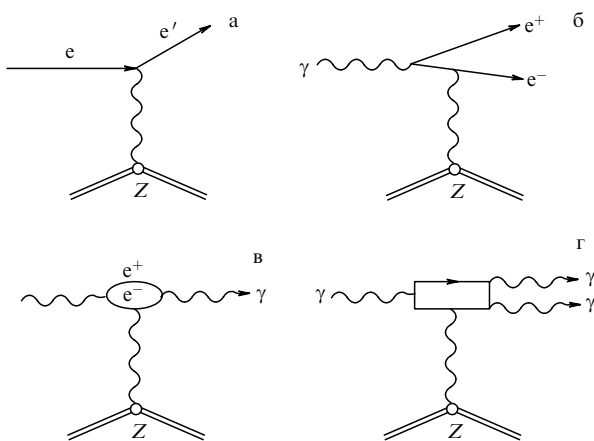


Рис. 6. Диаграммы для процессов: (а) рассеяние электронов или кулоновская диссоциация тяжелых ионов, (б) неупругое рождение e^+e^- -пар, (в) дельбрюкковское рассеяние, (г) расщепление фотона.

Дифференциальное сечение дельбрюкковского рассеяния для неполяризованных электронов можно представить в виде [26]

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = (Z\alpha)^4 r^4 [(A^{++})^2 + (A^{+-})^2], \quad (6)$$

где r — классический радиус электрона, A^{++} и A^{+-} — амплитуды рассеяния с сохранением и перевертыванием спирали соответственно. При высокой энергии налетающих фотонов ($E_\gamma \gg m_e$) и малом переданном импульсе ($\Delta \ll E_\gamma$), что соответствует условиям проведенного эксперимента, величина A пропорциональна энергии E_γ , что позволяет провести детальное сравнение теории с экспериментом. Теоретические оценки выполнялись разными методами. В работах [61, 62] проводилось суммирование фейнмановских диаграмм, в которых учитывался обмен произвольного числа фотонов на кулоновском заряде ядра. В работе [63] использовался квазиклассический подход, который дает близкие результаты по отношению к микроскопическому методу. Результаты проведенных экспериментов хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Таким образом, упругое рассеяние фотонов можно с достаточно хорошей точностью описать с учетом высоких порядков (до $(Z\alpha)^4$) рассматриваемого взаимодействия. При этом ядро имеет точечный заряд и не имеет внутренней структуры.

Учет ядерного формфактора в процессах упругого или квазиупругого рассеяния фотонов представляет сложную задачу, потому что кроме электромагнитного оператора надо учитывать ядерное взаимодействие. Однако это и есть тот путь, на котором можно получить новые результаты о структуре ядра. Как уже отмечалось выше, сечения таких процессов, например квазиупругого рождения e^+e^- -пар, чувствительнее к ядерному формфактору, чем более простые электродинамические процессы. Впервые экспериментально это было показано в работах, выполненных в Новосибирске.

3.3. Сечения и асимметрии фоторождения мезонов на нуклонах

Первое систематическое исследование поляризационных эффектов при взаимодействии фотонов с нуклонами и ядрами на пучках обратных комптоновских фотонов было начато на установке LEGS (Laser Electron Gamma Source) в Брукхейвене в 1990 г. при энергиях от 200 до 320 МэВ [27–29, 64–66]. В исследовании структуры нуклона начался новый этап, связанный с учетом тензорного взаимодействия, которое согласно кварковой модели приводит к смешиванию спинов кварков с их относительным движением. В результате возникает D-волновая компонента волновой функции нуклона, которая нарушает сферическую симметрию и ведет к статической деформации возбужденных состояний нуклона, в частности Δ -резонанса.

Поскольку фотоны возбуждают Δ -резонанс в результате M1-взаимодействия, а вклад квадрупольной E2-компоненты сравнительно мал, то для изучения внутренней структуры нуклона оказалось удобным измерение величины и знака отношения компонент E2/M1. Основным каналом распада (99,4 %) возбужденных состояний нуклона в рассматриваемой области энергий является образование пионов (πN), и только 0,6 % соответствуют переходу в исходное начальное состоя-

ние (комптоновское рассеяние). Эти ветви имеют разную чувствительность к вкладу E2-компоненты, что было изучено экспериментально в Брукхейвене.

В экспериментах использовалась жидководородная мишень. Для регистрации протонов отдачи использовались дрейфовые трековые камеры и пластиковый спектрометр времени пролета. Фотоны измерялись детектором NaJ(Tl) высокого разрешения. Результаты измерений угловых распределений и асимметрии (Σ) для комптоновского рассеяния и рождения нейтральных пионов показаны на рис. 7. Поляризационные данные уточняют значение G_E/G_M и позволяют определить вклад E2-компоненты в N– Δ -переход.

Наибольший интерес в последние годы вызывает изучение двойных поляризационных наблюдаемых, когда используются поляризованные гамма-кванты и поляризованная мишень. Недавно в Брукхейвене получены первые результаты по асимметриям Σ , G , обозначающим пучковую асимметрию для неполяризованной мишени под углами $0^\circ/90^\circ$ и $+45^\circ/-45^\circ$, и E-спиральную пучковую асимметрию.

Сечение рассеяния поляризованных фотонов в этом случае выражается через коэффициенты асимметрии Σ , G и E и коэффициент поляризации мишени P_Z [66]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, \varphi, E_\gamma) = & \frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, E_\gamma) \{ 1 + [Q_\gamma(E_\gamma) \Sigma(\theta, E_\gamma) - \\ & - P_Z U_\gamma(E_\gamma)] \cos 2\varphi + \\ & + [Q_\gamma(E_\gamma) G(\theta, E_\gamma) P_Z + U_\gamma(E_\gamma) \Sigma(\theta, E_\gamma)] \sin 2\varphi - \\ & - P_Z V_\gamma(E_\gamma) E(\theta, E_\gamma) \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Коэффициенты $Q_\gamma(E_\gamma)$, $V_\gamma(E_\gamma)$, $U_\gamma(E_\gamma)$ определяют вектор Стокса гамма-пучка $S_\gamma(Q_\gamma, V_\gamma, U_\gamma)$. Здесь мы сохраняем обозначения, принятые в работе [66].

Измерения проводились на поляризованной водородно-дейтериевой мишени SPHICE (Strongly Polarized Hydrogen deuteride ICE). Она представляет собой молекулярную смесь HD в твердой фазе, которая при низкой температуре (1,5–2 мК) в сильном магнитном поле (15–17 Тл) позволяет иметь степень поляризации около 80 % для протонов и 50 % для дейтронов [29]. Для циркулярно поляризованного гамма-пучка измерялись зависимости выхода положительных пионов при параллельном и антипараллельном направлении спинов нуклона и фотона.

Азимутальная зависимость измеренных коэффициентов асимметрий Σ , G и E приведена на рис. 8. Обращает на себя внимание низкий уровень фона в этих экспериментах. Полученные данные используются для проверки фундаментальных правил сумм Герасимова–Дрелла–Хирна и поляризуемостей нуклона. Данные по правилам сумм были использованы для определения аномального магнитного момента нуклона (см., например, [6]).

Систематическое изучение фоторождения мезонов и спектроскопия возбужденных состояний нуклона были расширены в область энергий гамма-квантов до 1500 МэВ в эксперименте GRAAL (рис. 9) на накопителе электронов ESRF (Гренобль, Франция), где стало возможным изучение фоторождения странных частиц и векторных мезонов, что представляет интерес с точки зрения нуклонных и мезонных степеней свободы.

Параметры пучка на установке GRAAL, полученные благодаря применению комптоновского метода, были

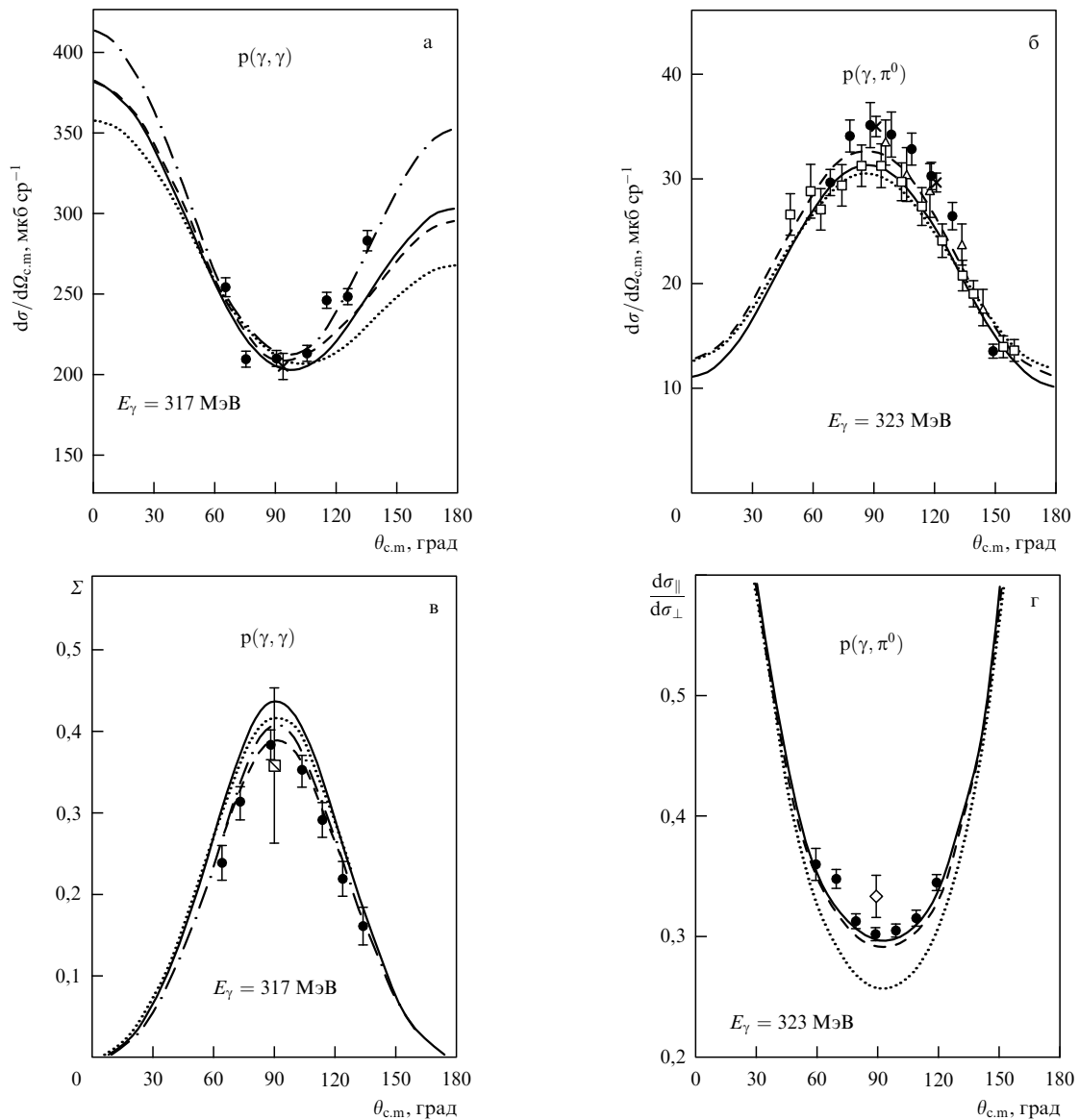


Рис. 7. (а, б) Угловые распределения для комптоновского рассеяния и фоторождения π^0 -мезонов на протоне соответственно по данным LEGS (точки [28]) и работ [68–73]. Кривые — различные варианты теоретических расчетов (см. детали в [28]); (в, г) угловые распределения и отношение сечений соответственно для комптоновского рассеяния и фоторождения π^0 -мезонов на протоне на пучке поляризованных фотонов.

описаны выше. Важным дополнением к гамма-пучку стало создание широкоапертурного ($\approx 4\pi$) детектора с криогенной мишенью. Основная часть детектора представляет собой шар из 480 кристаллов ВГО толщиной в 21 радиационную длину, который обеспечивает энергетическое разрешение $0,0244 E^{-0,47}$ (ГэВ) [74]. Для разделения нейтральных и заряженных частиц между ВГО и мишенью помещен пластиковый ΔE -детектор, состоящий из 32 полос пластика толщиной 5 мм, а также две цилиндрические пропорциональные камеры, позволяющие находить вершину взаимодействия гамма-квантов с мишенью. В направлении вперед (при углах рассеяния менее 25°) регистрация частиц производится с помощью плоских пропорциональных камер, двух стен из пластиковых сцинтилляторов площадью 9 м^2 и электромагнитного калориметра из слоев пластика и свинца [75]. Углы в направлении назад (более 155°) перекрывает диск из двух сегментов пластика и свинца. Таким образом обеспечена регистрация частиц в полном телесном угле.

Первые публикации коллаборации GRAAL посвящены исследованию асимметрии фоторождения псевдоскалярных мезонов (нейтральных и заряженных пионов, а также η -мезонов) [44–46]. Измерения проводились на пучке линейно поляризованных фотонов с энергией от 500 до 1100 МэВ с использованием аргонового лазера ($\lambda = 514 \text{ нм}$) и 800–1500 МэВ ($\lambda = 340 \text{ нм}$). Перекрытие диапазона энергий в области энергий 800–1100 МэВ позволило контролировать систематические ошибки и получить прецизионные результаты. Для примера на рис. 10, 11 приведены данные об асимметрии фоторождения мезонов как функция угла $\theta^{c.m.}$ для фотонов разных энергий E_γ . Здесь представлены данные разных экспериментов в сравнении с теоретическими расчетами.

Дифференциальные сечения фоторождения η -мезонов [32] показаны на рис. 12. Виден рост асимметрии при энергии выше 1 ГэВ, который не предсказывается мультипольным анализом. Возможно, это свидетельствует о вкладе F_{15} -резонанса в фоторождение η -мезо-

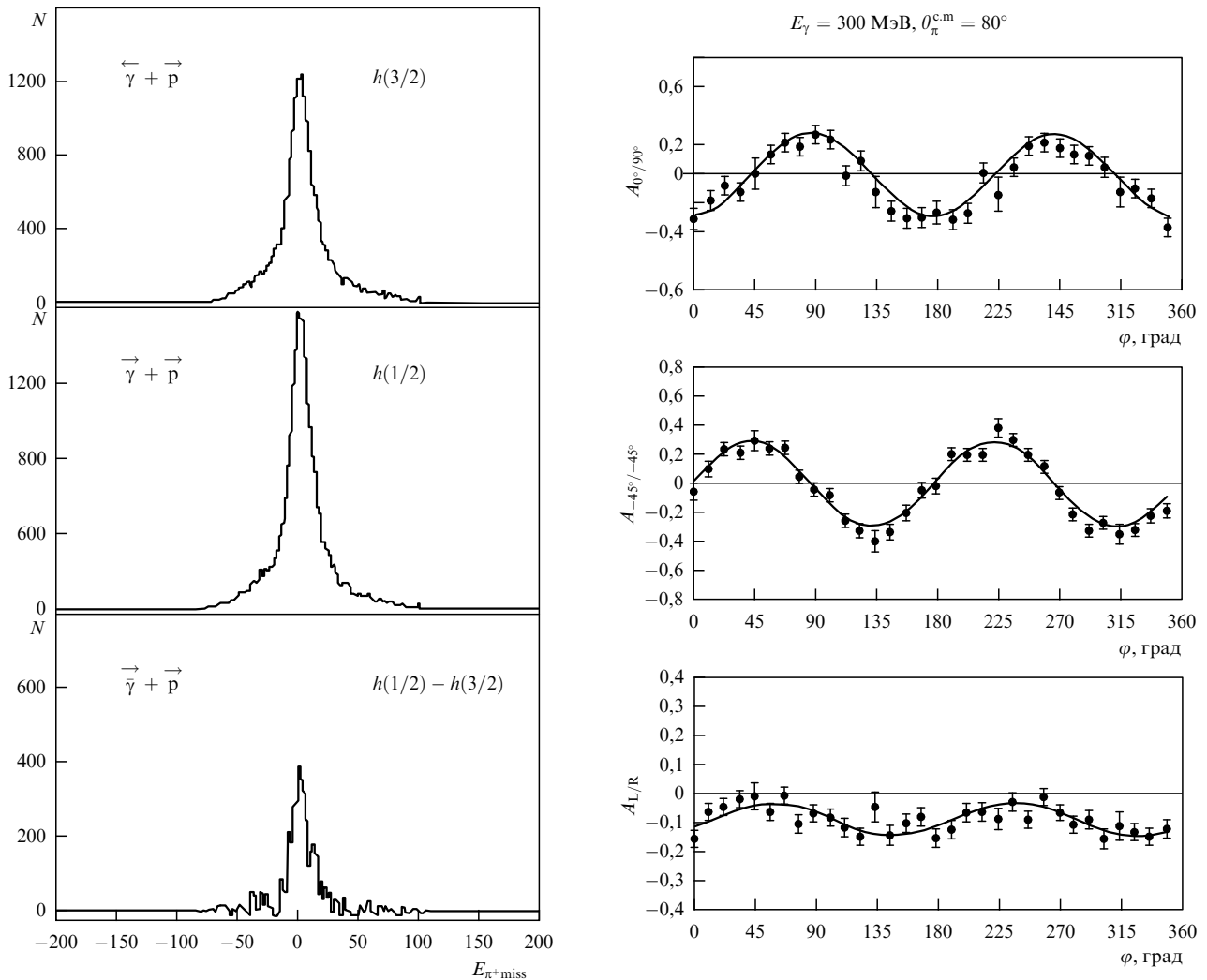


Рис. 8. Слева — спектр недостающих масс для π^+ -мезонов из поляризованной мишени на циркулярно поляризованных фотонах. $h(1/2)$ и $h(3/2)$ соответственно означают, что спины фотона и протона параллельны и антипараллельны. Справа — асимметрия фоторождения π^+ -мезонов для отношения $0^\circ/90^\circ$ (вверху), $-45^\circ/45^\circ$ (в середине) на линейно поляризованных фотонах; внизу — асимметрия на циркулярно поляризованных фотонах. Кривые — результат аппроксимации [67].

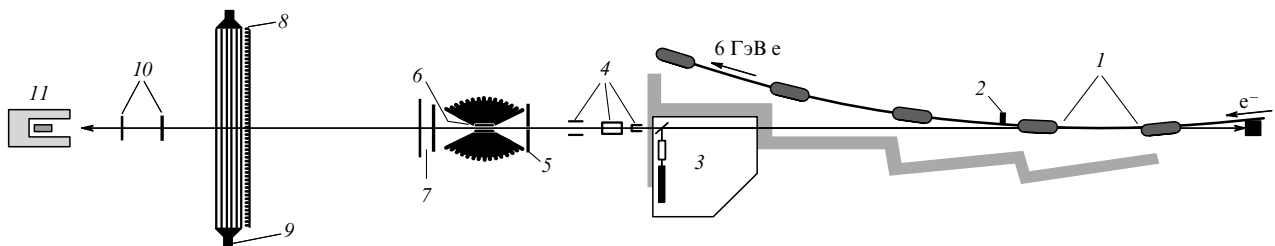


Рис. 9. Основные элементы установки GRAAL [30]: 1 — область взаимодействия лазерных фотонов с электронами накопителя, 2 — система мечения, 3 — лазерный хатч, 4 — система формирования и очистки гамма-пучка, 5 — широкоапертурный детектор нейтральных и заряженных частиц, 6 — мишень, 7 — пропорциональные камеры, 8 — двойная стена из пластиковых сцинтилляторов, 9 — электромагнитный калориметр, 10 — мониторы пучка, 11 — спектрометр полного поглощения.

нов в этом диапазоне энергий. В целом, эти результаты имеют важное значение для описания нуклонных резонансов S_{11} (1525), D_{13} (1520), D_{15} (1700), F_{15} (1580). Здесь мы ограничились только отдельными результатами, позволяющими увидеть возможности фотоядерных экспериментов для исследований в этой области.

На установке GRAAL получены данные о полных сечениях фотопоглощения на протоне и дейтроне в

области энергий от 500 до 1500 МэВ. Благодаря низкому уровню фона были использованы два метода: вычитание вклада пустой мишени из полного выхода адронов и суммирование парциальных сечений, определенных с помощью кинематического анализа выходов продуктов реакции. Результаты измерений для протона представлены на рис. 13, 14. Для сравнения показаны данные [46, 48], полученные ранее.

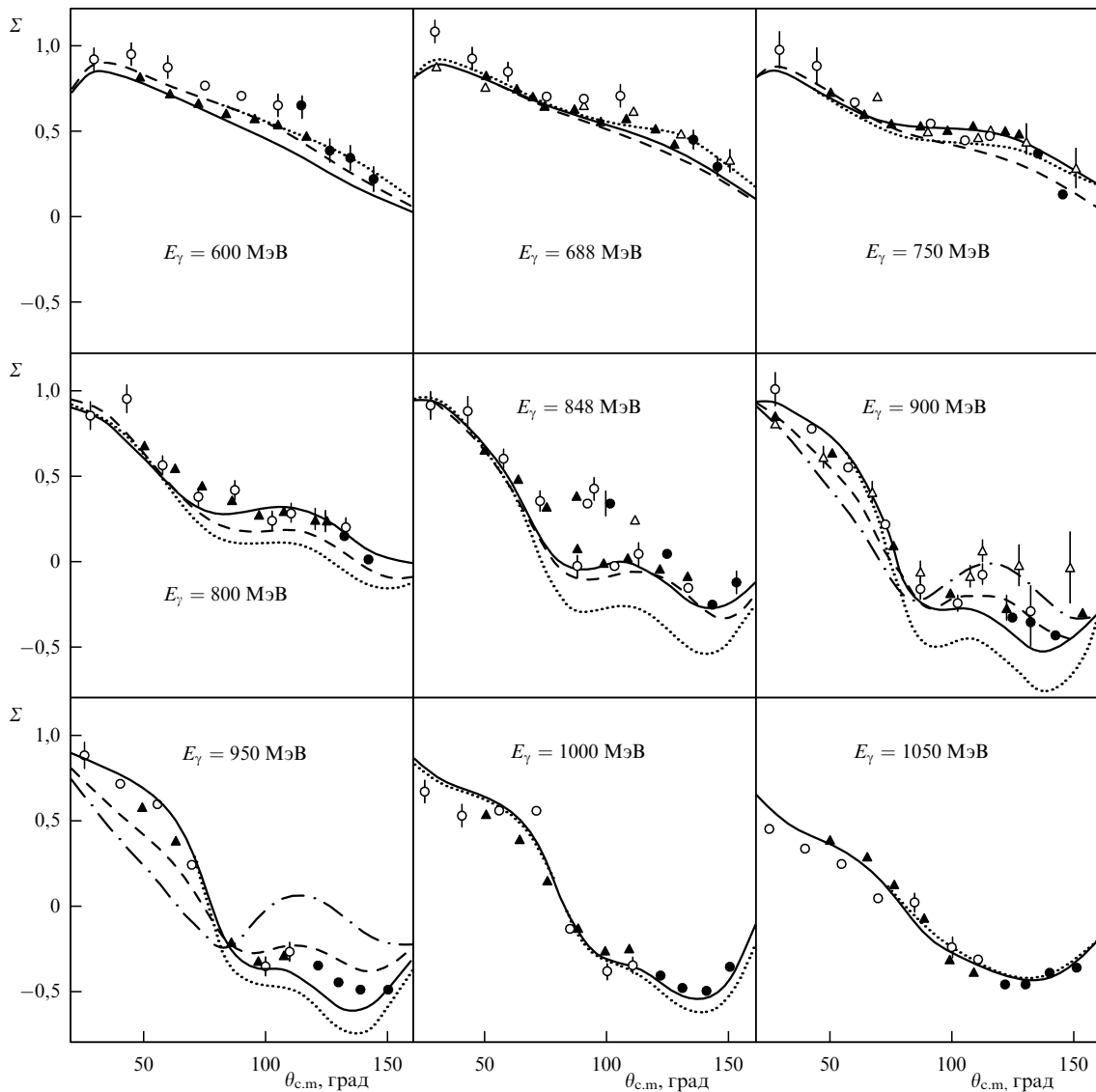


Рис. 10. Асимметрия (Σ) для рождения π^+ -мезонов в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ как функция угла вылета пиона в системе центра масс для налетающих фотонов разных энергий. Темные кружки и треугольники — результаты работ GRAAL [31] в сравнении с данными других авторов [76–78]. Сплошные кривые — результат мультипольного анализа [79]. Пунктирные и штриховые линии соответствуют предсказаниям изобарной модели [80].

Видно, что при энергии ниже 800 МэВ результаты разных экспериментов хорошо согласуются между собой, однако при более высоких энергиях, где данных мало, новые результаты позволяют точнее описать форму и абсолютную величину сечений. Это важно для анализа полных сечений фотопоглощения на тяжелых ядрах, изучения векторной доминантности фотонов. Систематические ошибки измерений, проведенных двумя методами, не превышают 5% при энергии фотонов до 1 ГэВ. При более высоких энергиях в методе суммирования не учитывается вклад парциальных каналов с множественностью пионов $M > 2$.

Следует отметить, что в методе вычитания систематическая ошибка минимальна во всем энергетическом диапазоне. Подробно анализ данных этим методом описан в [52].

На рисунке 15 приведено полное сечение фотопоглощения для дейтрона (нормированное на число нуклонов, равное двум) [52]. Видно, что простая нормировка не

позволяет корректно получить сечение фотопоглощения на нейтроне, — необходимо учитывать влияние второго нуклона, т.е. протона. Очевидно, для учета этого влияния можно измерять полное сечение на квазисвободном протоне, используя метод суммирования парциальных реакций, о котором говорилось выше, после чего вводить соответствующие поправки. При этом естественно использовать предположение о том, что влияние нейтрона как зрителя на протон и влияние протона как зрителя на нейтрон должны быть одинаковыми.

Дальнейшее продвижение исследований в область более высоких энергий (вплоть до 3,5 ГэВ) с использованием пучка обратных комптоновских фотонов начато недавно на ускорителе SPring-8 на установке LEPS (см., например, [50]). Особенностью установки (рис. 16) является наличие широкоапертурного магнитного спектрометра, позволяющего эффективно разделять заряженные продукты фотоядерных реакций, как показано на рис. 17. Основные работы на этой установке за последние два

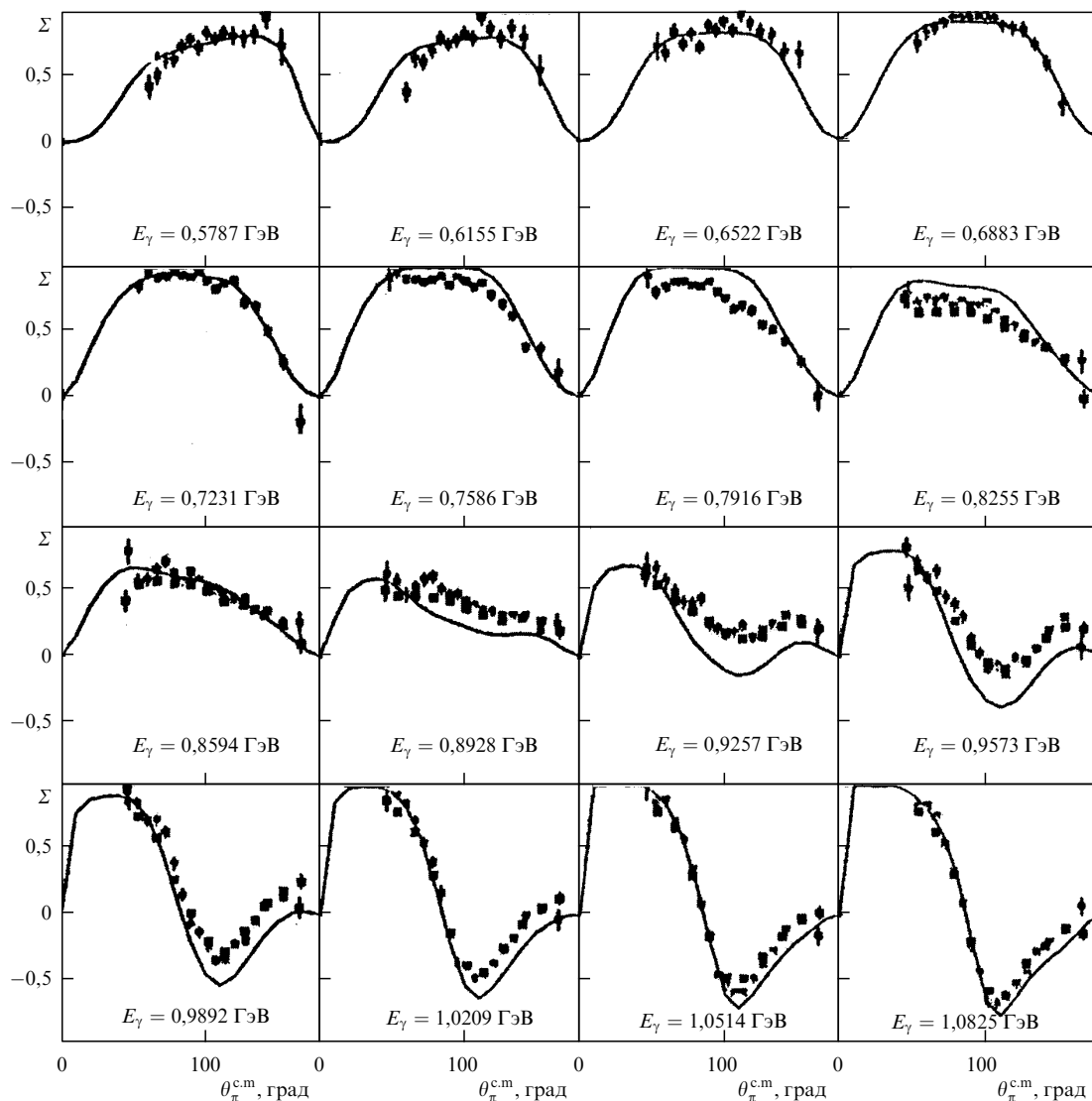


Рис. 11. Асимметрия (Σ) для рождения π^0 -мезонов в реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ как функция угла вылета пиона в системе центра масс для налетающих фотонов разных энергий по данным GRAAL [81]. Сплошные кривые — результат мультипольного анализа [79].

года были связаны с исследованием процессов когерентного рождения ϕ - и ω -мезонов на протоне и дейтроне [33], исследованием асимметрии фоторождения каонов в реакциях $p(\gamma, K^+) \Lambda$ и $p(\gamma, K^+) \Sigma^0$ при $E_\gamma = 1,5\text{--}2,4$ ГэВ [50], изучением спиновых эффектов и динамики фоторождения ϕ -мезонов [33–35].

К сожалению, рамки настоящего обзора не позволяют остановиться подробно на этих работах. Отметим только самую последнюю, в которой получены указания на обнаружение барионного резонанса со странностью $S = +1$ при взаимодействии гамма-квантов с нейтроном [85].

Среди перспективных направлений использования комptonовских пучков средних энергий следует отметить возможность исследования взаимодействия короткоживущих мезонов с ядерной средой, а именно метод меченых мезонов [86]. Этот метод иллюстрирует рис. 18. Нуклоны отдачи, вылетающие в направлении вперед, благодаря законам сохранения энергии и импульса несут информацию о массе родившегося мезона. Результаты моделирования показывают, что, поскольку различие в массах мезонов (π^0 , η) достаточно велико по

сравнению с экспериментальным разрешением (ферми-уширение спектра и другие факторы, которые затрудняют проведение эксперимента), можно различать тип мезона, используя регистрацию нуклонов отдачи (рис. 19, табл. 3).

Таблица 3. Вероятность испускания вторичных частиц из ядра ^{14}N , инициированного фоторождением π^0 - и η -мезонов

Частица	Степень реакции	$\gamma p(^{14}\text{N}) \rightarrow \pi^0 p$	$\gamma p(^{14}\text{N}) \rightarrow \eta p$
P	1	95	95
π^0	1	80	0
η	1	0	70
P	2	22,0	20,8
N	2	23,7	22,1
π^0	2	8,7	8,6
π^+	2	8,7	9,1
π^-	2	7,8	6,8
P	3	8,9	7,2
N	3	8,9	7,1
P	4	2,6	2,2
N	4	2,9	2,0

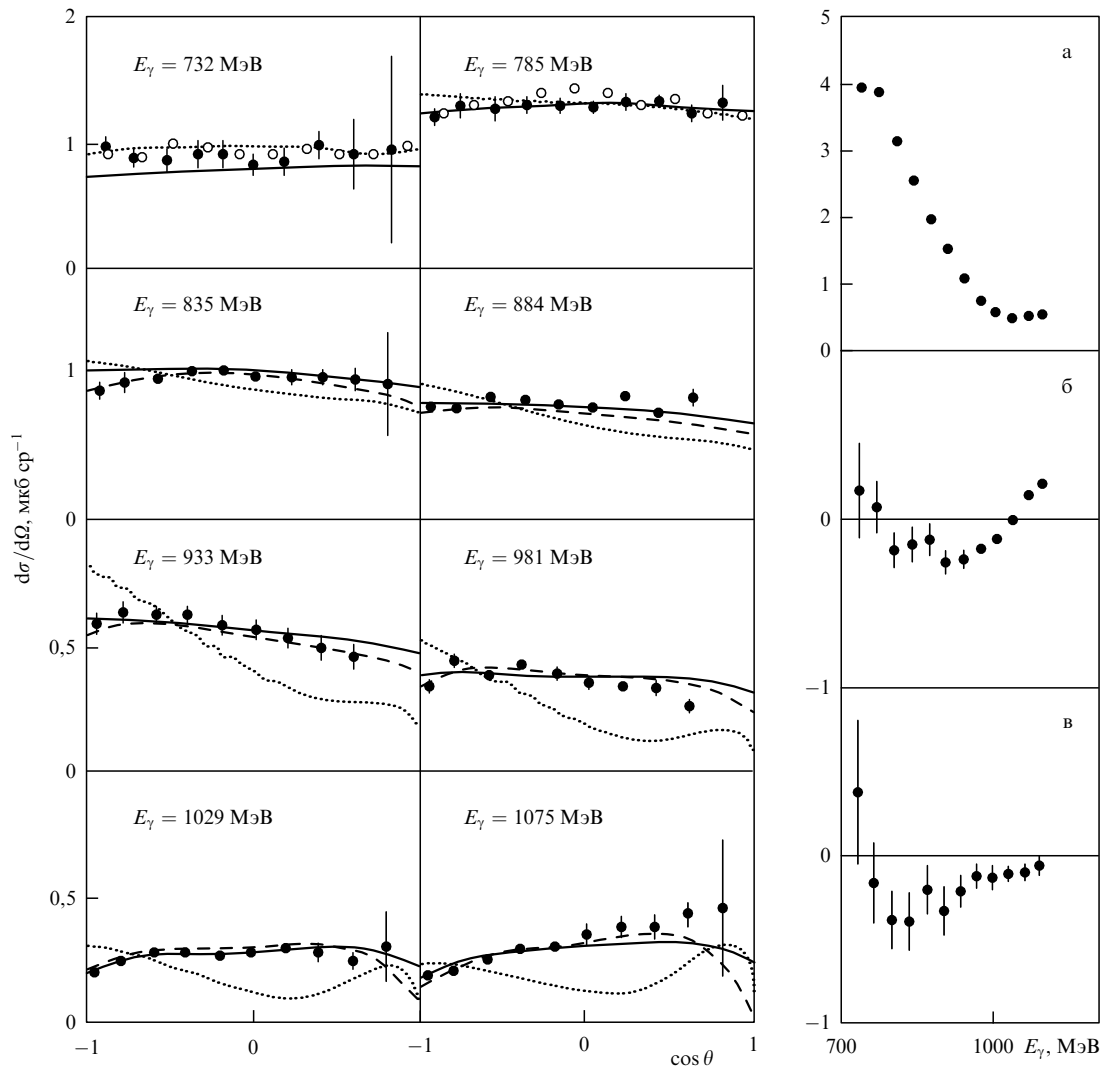


Рис. 12. Дифференциальные сечения фоторождения η -мезонов в реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ как функция косинуса угла вылета пиона в системе центра масс для налетающих фотонов разных энергий. Темные и светлые кружки — данные GRAAL [32] и MAMI [82] соответственно. Справа на а – в показаны результаты аппроксимации сечения по формуле: $d\sigma/d\Omega = q/k(a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta)$. Штриховые линии — результат мультипольного анализа [79], пунктирные и сплошные линии — предсказания теоретических моделей [82] и [83] соответственно.

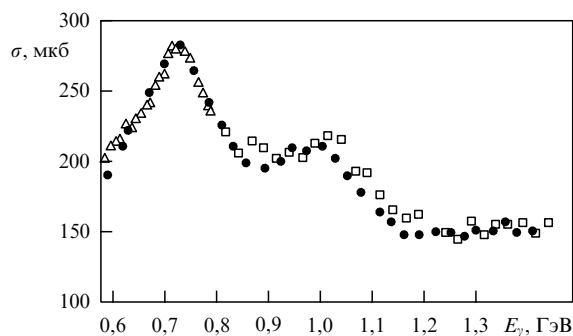


Рис. 13. Полное сечение фотопоглощения на протоне: ● — данные [52], △ — [46], □ — [48].

Принципиальным условием возможности проведения такого эксперимента является низкий уровень фона, который достижим на установках с пучками комптоновских фотонов. Детальный анализ фоновых условий на установке GRAAL был выполнен в работе [52].

На рисунке 19 приведены результаты моделирования, полученные для свободного протона. Видно, что π - и η -

мезоны легко разделяются, потому что их различие в массах достаточно велико. Для других мезонов это также возможно, но требуется более высокое разрешение. Учет ядерной среды показывает, что для области легких и среднетяжелых ядер применение метода возможно, потому что доминирует механизм квазисвободного рождения мезонов.

4. Получение интенсивных пучков гамма-квантов с помощью длинноволновых лазеров и лазеров на свободных электронах

Как уже отмечалось выше, важным достижением последних лет стало создание пучков высокой интенсивности, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния. Возможности этого достаточно очевидны, и они обсуждались ранее в Новосибирске с учетом результатов моделирования [15]. Практический успех в этом направлении был достигнут сначала в Японии с использованием длинноволновых лазеров [16], затем в США — с помощью лазеров на свободных электронах (установка HIγS [17]).

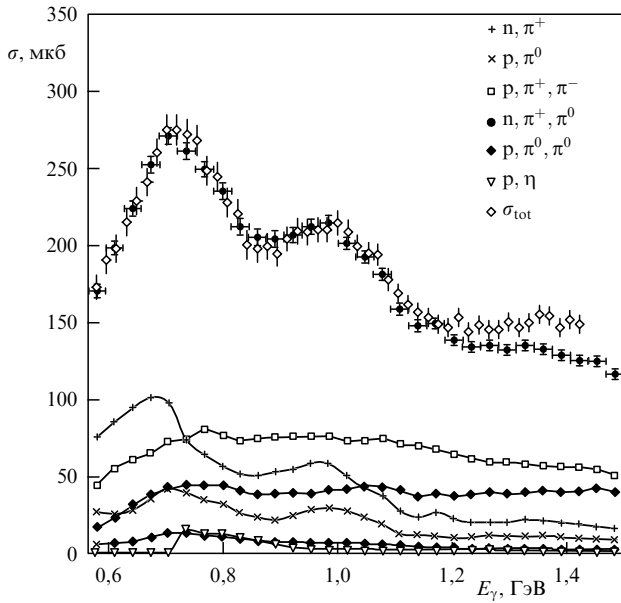


Рис. 14. Полное сечение фотопоглощения на протоне, полученное методом суммирования парциальных сечений фоторождения пионов [84] в сравнении с сечением, полученным методом вычитания (σ_{tot}).

Энергия гамма-пучка, получаемого с помощью длинноволновых лазеров, становится ниже, чем в случае использования коротковолновых лазеров, но зато отпадают ограничения на интенсивность пучка. Технические проблемы, связанные с большой мощностью лазера, конечно, остаются.

В экспериментах [16] при увеличении мощности лазера от нескольких ватт до нескольких киловатт рост интенсивности составил примерно 3 порядка (до 10^9 фотон s^{-1}). Однако замена аргонового лазера на CO_2 -лазер привела к тому, что максимальная энергия гамма-пучка уменьшилась в 20 раз, пропорционально отношению длин волн.

Дальнейшее увеличение интенсивности еще на 2–3 порядка (до 10^{12} фотон s^{-1}) было предложено и реали-

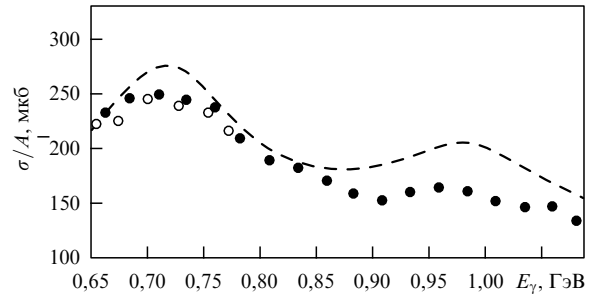


Рис. 15. Полное сечение фотопоглощения на дейтроне (● — данные GRAAL [52], ○ — [48]), деленное на два, в сравнении с полным сечением фотопоглощения на протоне (усредненным по данным, приведенным на рис. 13) — штриховая линия.

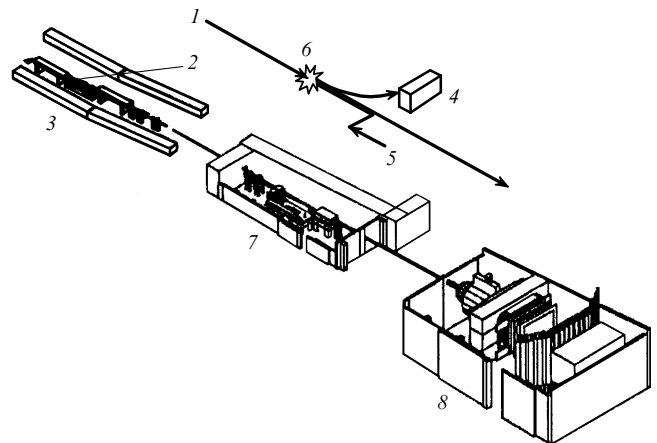


Рис. 16. Схема установки LEPS [33]: 1 — пучок электронов с энергией 1 ГэВ, 2, 6 — прямолинейная секция накопителя (область взаимодействия лазерных фотонов с электронами), 3, 5 — лазерная установка, 4 — система мечения, 7 — система формирования и очистки пучка, 8 — детектирующая система.

зовано за счет использования лазера на свободных электронах [17]. Монохроматичность пучка при этом обеспечивалась с помощью коллимации, поскольку энергия

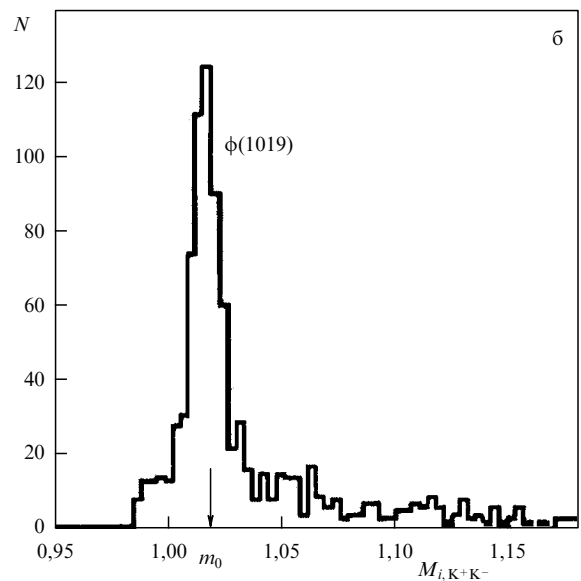
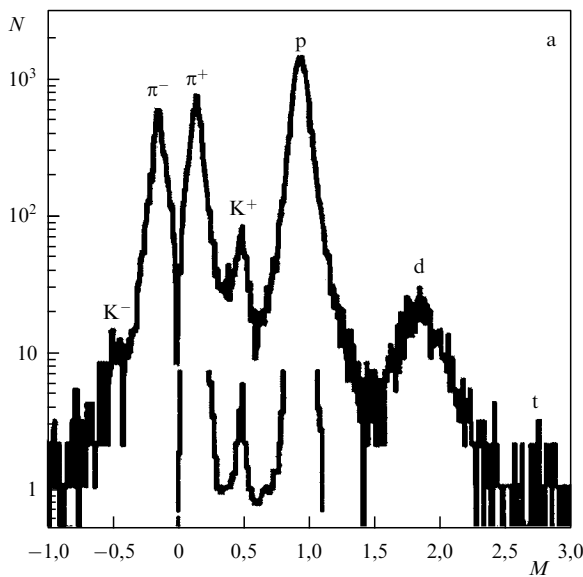


Рис. 17. (а) Результаты идентификации частиц на установке LEPS [35]. (б) Распределение недостающей массы для фоторождения K^+ , K^- -мезонов.

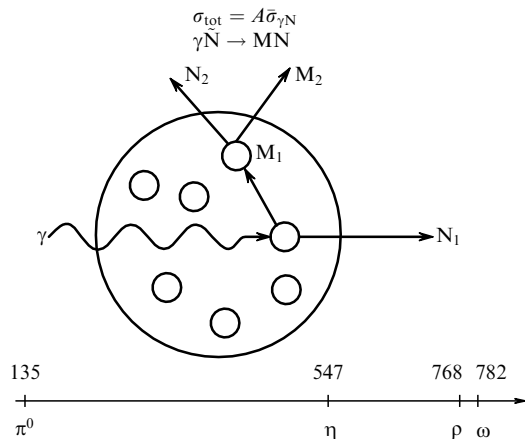


Рис. 18. Метод мечения мезонов. Гамма-квант взаимодействует с квазисвободным нуклоном, который регистрируется в направлении вперед с большой вероятностью без вторичного взаимодействия. Рождающийся мезон взаимодействует с нуклонами ядра и образует вторичные продукты.

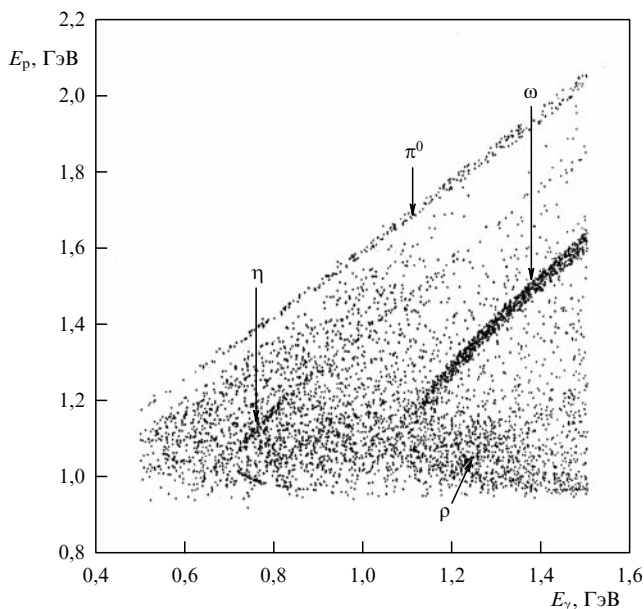


Рис. 19. Результаты моделирования спектров вторичных частиц от рождения мезонов [86]. Показана зависимость энергии протонов отдачи в направлении вперед от энергии фотонов для разных случаев фоторождения мезонов.

и угол рассеянных комптоновских фотонов жестко связаны между собой. Схема установки $\text{HI}\gamma\text{S}$ и полученная на ней интенсивность пучка показаны на рис. 20.

Зеркала резонатора расположены таким образом, что образовавшийся сгусток лазерного излучения взаимодействует со следующим по времени сгустком электронов накопителя. При этом происходит обратное комптоновское рассеяние и образовавшийся гамма-квант вылетает в направлении импульса электрона. Условия формирования пучка оптимальны, потому что все происходит в одной секции накопителя, где расположен ондулятор, и можно достичь высокой мощности излучения.

Видно, что использование лазера на свободных электронах позволяет практически увеличить интенсивность гамма-пучка на несколько порядков, вплоть до 10^{12} фотон с^{-1} , что открывает новые возможности применения комптоновских пучков в различных при-

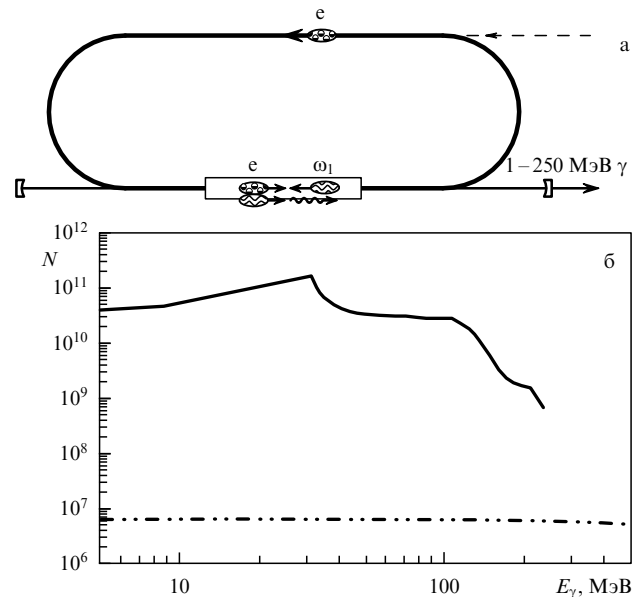


Рис. 20. (а) Схема установки $\text{HI}\gamma\text{S}$, на которой получен пучок обратных комптоновских фотонов с использованием лазера на свободных электронах [17]. (б) Зависимость интенсивности пучка обратных комптоновских фотонов от энергии для установки $\text{HI}\gamma\text{S}$ (сплошная кривая) в сравнении с интенсивностью пучка, получаемого с обычным лазером (штрихпунктирная кривая).

кладных работах. Особенно это актуально для радиационного материаловедения, изучения влияния электромагнитного излучения на материалы и биологические объекты. Очевидно, что возможности новой методики, которая обеспечивает (кроме высокой интенсивности) высокую монохроматичность, малую угловую расходимость, перестраиваемость энергии пучка в достаточно широком диапазоне, значительно шире, чем у традиционных гамма-источников, основанных на тормозном или характеристическом излучении.

В области фундаментальных исследований создание интенсивного пучка фотонов позволило начать астрофизические исследования, связанные с измерением глубоко подпороговых сечений реакций. Например, изучение фотонейтронных реакций на легких ядрах (D , Be) при энергии фотонов от 1 до 3 МэВ дает информацию об обратных реакциях, существенных для ранней стадии образования вселенной [87]; изучение образования кислорода и сгорания гелия в звездах возможно путем измерения сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$ при энергии от 1 до 3 МэВ [87].

5. Диагностика пучков в накопителях с помощью гамма-квантов

В заключение следует отметить работы, в которых комптоновские гамма-кванты используются для диагностики самих пучков в накопителях, тем более что исторически первые такие установки были предназначены для измерения степени радиационной поляризации электронов и позитронов. Этот метод поляриметрии, предложенный в 1966 г. [88] и реализованный вначале на SPEAR [89] и ВЭПП-4 [90], в настоящее время повсеместно и наиболее часто применяется для определения как поперечной, так и продольной компонент поляризации при энергии пучков в диапазоне от одного до нескольких десятков гигаэлектронвольт (см., например, [91–93]).

Малая угловая расходимость обратного комптоновского рассеяния и особенности его спектра позволяют контролировать поперечные и угловые размеры пучка по измерению пространственного распределения самых энергичных гамма-квантов, которое однозначно связано с распределением частиц в области взаимодействия.

Другой способ измерения размеров пучка микронного и субмикронного уровня как в накопителях, так и в линейных ускорителях возможен с регистрацией комптоновских гамма-квантов при сканировании узким лучом лазерных фотонов, направленных поперек движения электронов. Предельное разрешение этого метода ($\sim \lambda/\pi$) может быть достигнуто при использовании интерференции лазерного луча [94].

При работе с комптоновскими гамма-квантами тормозное излучение на атомах остаточного газа является фоновым процессом. Знание этого фона не только необходимо для экспериментов, но полезно для настройки работы самого накопителя. Циркулирующий пучок ионизирует остаточные газы в вакуумной камере, при этом положительные ионы захватываются притягивающим потенциалом электронного пучка. В результате накопления ионов при достаточной интенсивности пучка не только ухудшается эффективный вакуум, но становится возможным взаимное возбуждение колебаний электронов и ионов, что приводит к росту эмиттанса пучка и даже его частичной гибели. Наблюдение тормозного излучения, интенсивность которого прямо пропорциональна плотности ионов на орбите, позволяет контролировать эти процессы [95].

Приведенные примеры далеко не исчерпывают всех полезных применений гамма-квантов на накопителях, однако детальное обсуждение работ по этой теме выходит за рамки настоящего обзора.

6. Заключение

В последние годы очевиден определенный прогресс в развитии новых методов получения гамма-пучков с энергией от нескольких мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт, связанный с разработкой метода обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронных накопителях.

Использование гамма-квантов средних энергий, когда длина волны сравнима с размером нуклона, позволило получить новые важные результаты о структуре ядра на уровне нуклонных и мезонных степеней свободы. Обнаруженные отличия в сечениях фотопоглощения ядер-актинидов от универсальной кривой поставили ряд новых актуальных вопросов в области физики нуклона и влияния ядерной среды на характер элементарных процессов. Благодаря низкому уровню фона стала возможна постановка задач по поиску новых барионных состояний, исследованию взаимодействия мезонов с ядрами и нуклонами.

Особый интерес вызывает возможность постановки совпадательных экспериментов на ядрах-актинидах с регистрацией быстрых ядерных фрагментов и нуклонов с медленными осколками деления, что даст информацию о механизмах релаксации энергии в ядрах, о переходах от быстрой каскадной стадии реакции к коллективному динамическому равновесию.

Создание интенсивных пучков гамма-квантов низких энергий благодаря использованию длинноволновых лазеров, особенно лазеров на свободных электронах, существенно расширяет программу экспериментов, включая решение астрофизических задач, исследование фотонейтронных реакций и др. Вместе с тем такие пучки позволяют подойти к решению важных прикладных задач, включая трансмутацию элементов и другие задачи радиационного материаловедения.

Наконец, установки с пучками жестких фотонов на электронных накопителях продемонстрировали возможности их применения для диагностики работы самих накопителей, что имеет большое значение для оптимизации режима работы с учетом большого числа пользователей.

Таким образом, создание гамма-пучков высокого качества на базе электронных накопителей и в последующие годы, несомненно, будет иметь большое значение для развития новых идей и перспективных технологий. Большую роль в развитии этих идей и методов сыграли пионерские исследования, выполненные в Новосибирске.

В заключение хотелось бы выразить надежду, что настоящий обзор послужит обоснованием перспективных экспериментов, которые могут быть реализованы на электронных накопителях. Определенные возможности на этом пути открываются, в частности, в РИЦ "Курчатовский институт" в связи с созданием первого в России специализированного источника СИ.

Авторы выражают благодарность В. Литвиненко, М. Фудживаре за предоставленные материалы, С.Т. Беляеву, А.Н. Скринскому, А.В. Степанову за интерес к работе и полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 01-02-17235.

Список литературы

1. Недорезов В Г, Ранюк Ю Н *Фотоделение ядер за гигантским резонансом* (Киев: Наукова думка, 1989)
2. Fujiwara M, Shima T (Eds) *Proc. of the Intern. Symp. "Electromagnetic Interactions in Nuclear and Hadron Physics", Osaka, Japan, 4–7 Dec. 2001* (River Edge, NJ: World Scientific, 2002)
3. Drechsel D, Tiator L (Eds) *NSTAR 2001: Proc. of the Workshop on the Physics of Excited Nucleons, Mainz, Germany, 7–10 March 2001* (Singapore: World Scientific, 2001)
4. *Backscattered Photon Workshop* (Frascati, 2002) (unpublished)
5. Gurevich G M (Ed.) *Proc. of the X Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies (EMIN-2003), Moscow, April 16–18, 2003* (in press)
6. SPIRES HEP Literature Database, <http://www.slac.stanford.edu/spires/hep/>
7. Арутюнян Ф Р, Туманян В А *ЖЭТФ* **44** 2100 (1963)
8. Milburn R H *Phys. Rev. Lett.* **10** 75 (1963)
9. Колесников Л А, в сб. *Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях: Труды 4-го Семинара, Москва, 1977* (Отв. ред. Г М Гуревич) (М.: Наука, 1979) с. 338
10. Pascale M P et al., in *Proc. of the 4th Course of the Intern. School on Intermediate Energy Nuclear Physics, San Miniato, Italy, 19–28 Aug. 1983* (Eds R Bergere, S Costa, C Schaerf) (Singapore: World Scientific, 1984) p. 412
11. Kazakov A A et al., in *Proc. of the II Intern. Seminar on Spin Phenomena in High Energy Physics, Serpukhov, 1985*, p. 140; in *Proc. of the IX Conf. of Charged Particles, Dubna, 1985*, Vol. 2, p. 268
12. Dowell D H et al., *Prog. Rep.* BNL 37623 (1985) p. 29
13. Bocquet J P et al., in *Proc. of the 13th Intern. Conf. on Particle and Nuclei (PANIC93), Perugia, Italy, 28 June–2 July 1993* (Ed. A Pascolini) (River Edge, NJ: World Scientific, 1994)
14. Ahn K et al., in *Proc. of the 12th Symp. on Accelerator Science and Technology, Wako, Japan, 1999* (Ed. Y Yano) (Wako: RIKEN, 1999), p. 141
15. Nedorezov V G, Gurevich G M, Kezerashvili G Ya, in *Physics and Chemistry of Fission: Proc. of the 18th Intern. Symp. on Nuclear Physics, Gaussig, DDR, 21–25 Nov. 1988* (Eds H Marten, D Seeliger) (New York: Nova Sci. Publ. Inc., 1992) p. 282
16. Ohgaki H et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-38** 386 (1991)
17. Wu Y et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **375** 74 (1996)
18. Belyaev A D et al., in *Proc. of the X Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies (EMIN-2003), Moscow, 16–18 April, 2003* (Ed. G M Gurevich) (in press)
19. Omelaenko A S et al., physics/9812001
20. Казаков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 445 (1984)
21. Иванов Д И и др. *ЯФ* **55** 3 (1992)
22. Иванов Д И и др. *ЯФ* **55** 907, 2623 (1992)
23. Иванов Д И и др. *ЯФ* **58** 1750 (1995)
24. Ijginov A S et al. *Nucl. Phys. A* **539** 263 (1992)
25. Akhmadaliev Sh Zh et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 061802 (2002)

26. Akhmadaliev Sh Zh et al., Препринт № 99 (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1998)
27. Sandorfi A M, in *Proc. of the 15th RCNP Intern. Symp. on Nuclear Physics Frontiers with Electroweak Probes (FRONTIER-96)*, Osaka, Japan, 7–9 March, 1996 (Eds H Toki, T Kishimoto, M Fujiwara) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 17
28. Sandorfi A M et al. (LEGS Collab.), in *Excited Nucleons and Hadronic Structure: Proc. of the NSTAR 2000 Conf., Newport News, USA, 16–19 Feb. 2000* (Eds V D Burkert et al.) (Singapore: World Scientific, 2001) p. 22
29. Lowry M M et al., in *Testing QCD Through Spin Observables in Nuclear Targets: Workshop, Charlottesville, VA, USA, 18–20 Apr. 2002* (Eds D G Crabb, D B Day, J P Chen) (River Edge, NJ: World Scientific, 2003) p. 221
30. Bocquet J P et al. *Nucl. Phys. A* **622** c124 (1997)
31. Ajaka J, Anghinolfi M, Assafiri Y, in *3rd Latin American Workshop on Nuclear and Heavy Ion Physics, San Andrés, Colombia, 13–17 Sept., 1999; Acta Phys. Hung.: New Ser. Heavy Ion Phys.* **11** 421 (2000)
32. Bartalini O et al. (GRAAL Collab.), in *ICTP 3rd Intern. Conf. on Perspectives in Hadronic Physics, Trieste, Italy, 7–11, 2001; Nucl. Phys. A* **699** 218 (2002)
33. Nakano T et al. *Nucl. Phys. A* **684** 71 (2001)
34. Fujiwara M et al. *Acta Phys. Pol. B* **29** 141 (1998)
35. Fujiwara M *Prog. Part. Nucl. Phys.* **50** 487 (2003)
36. Aritomo Y et al., in *Proc. of the Intern. Workshop on Laser Electron Photons at Spring-8 (LEPS 2000)*, Garden City, Japan, Oct. 14–15, 2000 (Eds M Yosoi, H Shimizu) (Osaka: Res. Center for Nucl. Phys., Osaka Univ., 2001)
37. Ahrens J *Nucl. Phys. A* **446** 229 (1985)
38. Golubeva Ye S et al. *Eur. Phys. J. A* **11** 237 (2001); nucl-th/0103082
39. Заварзина В П, Степанов А В *Краткие сообщ. по физ. ФИАН* (9) 43 (1998)
40. Ries H et al. *Phys. Lett. B* **139** 254 (1984)
41. Bianchi N et al. *Phys. Rev. C* **54** 1688 (1996)
42. Виноградов Ю А и др. *ЯФ* **24** 686 (1976)
43. Sanabria J C et al. *Phys. Rev. C* **61** 034604 (2000)
44. Cetina C et al. *Phys. Rev. C* **65** 044622 (2002)
45. Pshenichnov I A et al., nucl-th/0303070
46. Armstrong T A et al. *Phys. Rev. D* **5** 1640 (1972)
47. Armstrong T A et al. *Nucl. Phys. B* **41** 445 (1972)
48. MacCormick M et al. *Phys. Rev. C* **55** 1033 (1997)
49. Bianchi N et al. *Phys. Rev. C* **60** 064617 (1999)
50. Muccifora V et al. *Phys. Rev. C* **60** 064616 (1999)
51. Levinger J S *Phys. Lett. B* **82** 181 (1979)
52. Rudnev N V et al., in *Proc. of the X Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies (EMIN-2003)*, Moscow, 16–18 April, 2003 (Ed. G M Gurevich) (in press)
53. Александров Б М и др. *ЯФ* **43Б** (2) 290 (1986)
54. Ivanov D I et al. *Nucl. Phys. A* **485** 668 (1988)
55. Мебель М В, частное сообщение
56. d'Hose N, в сб. *Труды IX Семинара "Электромагное взаимодействие ядер при малых и средних энергиях"* (М.: Изд-во ИЯИ РАН, 2003) с. 223
57. Korchin A Yu, Scholten O *Nucl. Phys. A* **684** 426 (2001)
58. Polikanov S et al. *Z. Phys. A* **350** 221 (1994)
59. Aumann T et al. *Phys. Rev. C* **47** 1728 (1993)
60. Беляев С Т и др., Препринт № 5046/2 (М.: ИАЭ, 1990)
61. Milstein A I, Schumacher M *Phys. Rep.* **243** 183 (1994)
62. Milshtein A I, in *Proc. of the 3rd Intern. Seminar on High Energy Physics and Thermonuclear Research, Novosibirsk, Russia, 11–15 May, 1998* (Novosibirsk: BINP, 1998) p. 161
63. Milshtein A I, Strakhovenko V M *Phys. Lett. A* **95** 135 (1983)
64. Federichi L et al. *Nuovo Cimento B* **59** 247 (1980)
65. Thorn C E et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **285** 447 (1989)
66. Steven C et al. (LEGS Collab.), in *Proc. of the Intern. Workshop on Laser Electron Photons at Spring-8 (LEPS 2000)*, Garden City, Japan, Oct. 14–15, 2000 (Eds M Yosoi, H Shimizu) (Osaka: Res. Center for Nucl. Phys., Osaka Univ., 2001)
67. Molinari C et al. *Phys. Lett. B* **371** 181 (1996)
68. Hallin E L et al. *Phys. Rev. C* **48** 1497 (1993)
69. Genzel H et al. *Z. Phys. A* **279** 399 (1976)
70. Barbiellini G et al. *Phys. Rev.* **174** 1665 (1968)
71. Genzel H et al. *Z. Phys. A* **268** 43 (1974)
72. Гапенко В Б и др. *ЯФ* **23** 310 (1976)
73. Anghinolfi M et al., in *Proc. of the 13th Intern. Conf. on Particle and Nuclei (PANIC93)*, Perugia, Italy, 28 June–2 July 1993 (Ed. A Pascolini) (River Edge, NJ: World Scientific, 1994) p. 785
74. Girolami B et al., in *Proc. of the 6th Intern. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics (ICCHEP96)*, Rome, Italy, June 8–14, 1996 (Frascati Phys. Ser., Vol. VI, Ed. A Antonelli) (Frascati: LNF, 1996) p. 727
75. Kouznetsov V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **487** 396 (2002)
76. Bussey P J et al. *Nucl. Phys. B* **154** 205 (1979)
77. Zdarko R, Dolly E *Nuovo Cimento A* **10** 10 (1972)
78. Knies G et al. *Phys. Rev. D* **10** 2778 (1974)
79. SAID, <http://said.phys.vt.edu>
80. Drechsel D et al. *Nucl. Phys. A* **645** 145 (1999)
81. Bartalini O et al. (GRAAL Collab., GW-SAID Group) *Phys. Lett. B* **544** 113 (2002)
82. Krusche B et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3736 (1995)
83. Bennhold C et al., nucl-th/9901066; nucl-th/0008024
84. Nedorezov V, Unformal Report for GRAAL Collab. (2002) (not published)
85. Nakano T et al. (LEPS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 012002 (2003); hep-ex/0301020
86. Nedorezov V G, in *Proc. of the IX Seminar EMIN 2000, Moscow*, (Ed. G M Gurevich) (Moscow: INR, 2000) p. 170
87. Utsonomia H et al., in *Proc. of the Intern. Conf. LEP 2001* (Osaka: USP Publ., 2001) p. 83
88. Байер В Н, Хозе В А *Атомная энергия* **25** 440 (1968)
89. Gustavson D B et al. *Nucl. Instrum. Methods* **165** 177 (1979)
90. Воробьев П В и др., в сб. *Труды VIII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц, Дубна Т. 2* (Отв. ред. А А Васильев) (Дубна: ОИЯИ, 1982) с. 272
91. Barber D P et al. *Phys. Lett. B* **343** 436 (1995)
92. Assmann R et al. *Z. Phys. C* **66** 567 (1995)
93. Shintake T et al., in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, 15th July 20–24, 1992; Int. J. Mod. Phys. A Proc. Suppl.* **2A** 215 (1993)
94. Kezerashvili G Ya, Skrinsky A N, in *Proc. of the Workshop on Advanced Beam Instrumentation, Tsukuba, Japan, 22–24 April 1991* Vol. 1 (Eds A Ogata, J Kishiro) (Tsukuba: КЕК, 1991) p. 183
95. Кремьянская Е В и др., в сб. *Труды 2-й Байкальской школы по фундаментальной физике* (Под ред. Ю Н Денисюка) (Иркутск: Изд-во Иркутского гос. университета, 1999)

Photonuclear experiments with Compton gamma beams

V.G. Nedorezov

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-05 78. E-mail: vladimir@cpc.inr.ac.ru

A.A. Turinge

Russian Researh Centre "Kurchatov Institute", Kurchatov Centre for Synchrotron Radiation, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation. Tel./Fax (7-095) 196-77 45. E-mail: andrey@cpc.inr.ac.ru

Yu.M. Shatunov

G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. akad. Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation
Tel. (7-383) 239-47 62. Fax (7-383) 234-21 63. E-mail: Yu.M.Shatunov@inp.nsk.su

Experimental research is reviewed on photonuclear reactions with gamma beams of intermediate energy (the meson photoproduction threshold to several GeV) produced by laser photons Compton back scattered by storage ring electrons (positrons). Common to all of the studies are the theme (mechanisms of the interaction of gamma quanta with nuclei) and the experimental methodology (Compton beams) which has come to be widely used in recent years. What experimental and applied possibilities are promised by the newly emerged high-intensity Compton beams is also reviewed.

PACS numbers: **25.20** – x, **41.50** + h, 41.60.Cr
Bibliography — 95 references

Received 23 September 2003, revised 9 February 2004