

Ядерная фотоника: результаты и перспективы

В.Г. Недорезов¹, С.Г. Рыкованов, А.Б. Савельев

Дан обзор современного состояния сформировавшегося в последние годы нового научного направления — ядерной фотоники. Название связано в первую очередь с созданием гамма-источников нового поколения на основе традиционных и лазерно-плазменных ускорителей электронов. Для получения нужных параметров гамма-пучков используется метод обратного комптоновского рассеяния, обеспечивающий высокую энергию и интенсивность пучка, малую угловую расходимость и высокую степень поляризации. С помощью современных мощных лазерных установок также удаётся формировать пучки ионов, нейтронов и других частиц. В целом создаваемые источники позволяют решать ряд важных фундаментальных и прикладных задач, включая исследования эффектов оптической анизотропии ядер, изучение нелинейных эффектов квантовой электродинамики в сильных электромагнитных полях и возбуждения ядерных изомеров. Среди важных прикладных задач можно отметить генерацию нейтронов, позитронов, лабораторную астрофизику, создание досмотровых комплексов для обеспечения безопасности и ядерного нераспространения, ядерную медицину и биологию и др.

Ключевые слова: ядерная фотоника, рассеяние Комптона, источники гамма-излучения, ядерная спектроскопия

PACS numbers: 07.85.Fv, 21.10. – k, 41.60. – m

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.03.038960>

Содержание

1. Введение (1281).

2. Лазерно-плазменные ускорители частиц (1282).

2.1. Мощные фемтосекундные лазерные комплексы. 2.2. Лазерно-плазменные ускорители электронов. 2.3. Лазерное ускорение протонов и многозарядных ионов. 2.4. Генерация нейтронов. 2.5. Генерация позитронов.

3. Метод обратного комптоновского рассеяния (1287).

3.1. Рассеяние Комптона с использованием лазерно-плазменных ускорителей. 3.2. Нелинейное рассеяние Комптона. 3.3. Пондеромоторное уширение и интерференция спектра нелинейного комптоновского рассеяния. 3.4. Методы борьбы с пондеромоторным уширением. 3.5. Перспективы развития комптоновских гамма-источников.

4. Общие закономерности фотопоглощения ядер в зависимости от энергии фотонов и новые результаты в области энергий вблизи порога (1291).

4.1. Оптическая анизотропия ядер. 4.2. Правила сумм. 4.3. Полные сечения фотопоглощения ядер и радиационные силовые функции. 4.4. Виртуальные фотоны. 4.5. Фотоядерные процессы с мощными лазерами. 4.6. Низкоэнергетические изомерные состояния.

5. Междисциплинарные и прикладные исследования (1299).

5.1. Астрофизика. 5.2. Трансмутация изотопов. 5.3. Использование гамма-источников при решении проблем безопасности, ядерного нераспространения и борьбы с терроризмом. 5.4. Ядерная биология и медицина.

6. Заключение (1303).

Список литературы (1303).

В.Г. Недорезов^(1,а), С.Г. Рыкованов^(2,б), А.Б. Савельев^(3,4,с)

⁽¹⁾ Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар 30, стр. 1, 121205 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(а) vladimir@cpc.inr.ac.ru, ^(б) S.Rykovanov@skoltech.ru,

^(с) abst@physics.msu.ru

Статья поступила 16 сентября 2020 г., после доработки 19 марта 2021 г.

1. Введение

Развитие лазерных методов получения релятивистских частиц с энергией выше порога ядерных реакций стало основой для нового научного направления — ядерной фотоники. Этот термин ещё не имеет чёткого определения, объединяя широкий спектр разных междисциплинарных направлений.

Монографий и обзоров по ядерной фотонике пока ещё нет, потому что это направление сформировалось лишь совсем недавно. Однако можно обратиться, например, к трудам конференции по ядерной фотонике [1], где в программу были включены следующие направления: комптоновские гамма-источники и сопутствующие ускорительные технологии, сверхмощные лазеры и сопутствующие технологии, прецизионная фотоядерная спектроскопия, разделение изотопов, фотовозбуждение изо-

меров, фотоделение и ядерная трансмутация, ультрарелятивистские лазерные взаимодействия и эффекты квантовой электродинамики, получение и исследование редких изотопов, фотоядерная космология, гамма-монокроматоры, гамма-оптика и детекторы, генерация позитронов, нейтронов, электронов, протонов и других частиц, обеспечение промышленной безопасности, медицинские применения.

Использование фотонных пучков, получаемых разными методами, имеет столь широкие области применения, что осветить их в одном обзоре практически невозможно. По-видимому, впервые термин "ядерная фотоника" прозвучал в работе [2] в 2012 г. Затем он использовался в 2014 г. на конференции в Японии по ядерной безопасности и ядерному нераспространению [3]. Начиная с 2016 г. конференции под названием "Ядерная фотоника" стали регулярными и проводятся раз в два года. Инновационный потенциал этой области науки исключительно высок. Как отмечал в своём докладе на конференциях [1, 3] один из их организаторов Крис Барти (Dr. Chris Barty) из Ливерморской национальной лаборатории США, инвестиции в эту область в 2016 г. составили несколько миллиардов долларов США.

Настоящий обзор мы начинаем с рассмотрения основных механизмов ускорения частиц в лазерной плазме. Описаны установки, на которых с помощью лазерных пучков высокой пиковой мощности проводятся работы по получению пучков релятивистских электронов, быстрых ионов, позитронов, нейтронов и гамма-квантов.

Раздел 3 посвящён исследованию нелинейных эффектов квантовой электродинамики при взаимодействии лазерного излучения с электронами, в частности, при комптоновском рассеянии.

В четвёртом разделе рассмотрены некоторые общие закономерности фотопоглощения ядер в зависимости от энергии фотонов. При этом следует учитывать, что исследования по ядерной фотонике могут иметь отношение к различным проблемам ядерной физики, в частности к электромагнитным взаимодействиям релятивистских ионов, кулоновской диссоциации и др. Включение подобных тематик в настоящий обзор привело бы к увеличению объёма и появлению многих дискуссионных проблем, поскольку в мировой литературе отсутствует согласованное описание указанных физических процессов. Поэтому авторы ограничились только областью фотоядерных реакций. Основное внимание уделено тем проблемам, которые сейчас изучаются на новом уровне с использованием гамма-пучков нового поколения.

В пятом разделе описаны некоторые прикладные и междисциплинарные направления, связанные с использованием гамма-источников нового поколения, включая астрофизику, гамма-томографию крупнотоннажных контейнеров, биологию и медицину.

В заключении приведены общие выводы о перспективах нового научного направления — ядерной фотоники.

2. Лазерно-плазменные ускорители частиц

2.1. Мощные фемтосекундные лазерные комплексы

Для реализации ускорения заряженных частиц лазерным полем до субсветовых скоростей необходима интенсивность лазерного излучения, превышающая так называемую

релятивистскую:

$$I_R = \frac{1380}{\lambda^2} \quad (1)$$

(длина волны λ в микрометрах, интенсивность в ПВт см⁻²), соответствующую электромагнитному полю с нормированным вектор-потенциалом $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/mc = 1$ (e , m — заряд и масса электрона). Далее в тексте под a_0 мы будем подразумевать амплитуду векторного потенциала \mathbf{a} .

Для повышения интенсивности лазерного излучения необходимо использовать возможно более короткие лазерные импульсы. За разработку подходов, обеспечивших усиление сверхкоротких импульсов до больших энергий и, тем самым, получение полей с экстремальной интенсивностью, Ж. Муру и Д. Стрикленд в 2018 г. была присуждена Нобелевская премия по физике [4]. В настоящее время длительность таких импульсов, несущих существенную энергию, составляет 25 фс и более¹. Релятивистский режим взаимодействия лазерного излучения с веществом получен недавно для предельно коротких, 7–8 фс, лазерных импульсов с пиковой мощностью около 1 ТВт в режиме предельно жёсткой фокусировки [5], однако возможность использования установок такого типа для задач ядерной фотоники требует отдельного осмысления. Отметим также, что фокусировка светового пучка в пятно диаметром порядка длины волны (для достижения максимальной интенсивности) нежелательна, поскольку при этом существенно увеличивается расходимость и ширина энергетического спектра частиц.

Повышение пикового и среднего потока ускоряемых частиц связано с увеличением энергии и частоты следования лазерных импульсов: полное число ускоряемых за один импульс частиц пропорционально энергии лазерного импульса, а частота следования импульсов определяет средний ток ускоренных частиц. Эта частота для мощных фемтосекундных лазерных систем постоянно возрастает вследствие развития лазерных технологий — внедрения диодной накачки, поиска оптимальных конфигураций усилительных каскадов, схем охлаждения и т.п.

Для ядерной фотоники основной интерес представляют как "настольные" фемтосекундные лазеры, которые могут быть установлены в обычных исследовательских лабораториях, так и сверхмощные лазерные комплексы, располагающиеся зачастую в специально создаваемых зданиях. Для первого типа лазеров характерна пиковая мощность излучения P до 10–30 ТВт при частоте следования импульсов $f = 10–50$ Гц (в ближайшей перспективе 1–10 кГц [6]). Такие лазеры в настоящее время функционируют в сотнях лабораторий по всему миру, однако в РФ даже таких установок крайне мало. По рассматриваемой тематике из них задействована лишь установка в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова (МГУ), но её пиковая мощность недостаточна (1 ТВт, 10 Гц) [7]. Ряд экспериментов проводился в Центральном научно-исследовательском институте машиностроения (ЦНИИМаш) [8] и в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики им. Е.И. Забабахина (РФЯЦ — ВНИИТФ) [9] на уста-

¹ В вышедшей недавно статье [312] сообщается о получении с использованием посткомпрессии импульсов длительностью 11 фс при пиковой мощности 1,5 ПВт, что открывает новые перспективы при ускорении заряженных частиц и для задач ядерной фотоники.

новках с пиковой мощностью 10 ТВт, однако режим работы этих лазеров (одиночные импульсы длительностью 1 пс) не позволяет причислить их к перспективным исследовательским установкам.

Существует ряд установок с "промежуточной" пиковой мощностью в 50–200 ТВт и частотой следования импульсов до 10 Гц, которые производятся коммерческими компаниями под заказ либо создаются научными группами самостоятельно. В РФ единственным лазерным комплексом такого рода, на котором проводятся работы по обсуждаемой тематике, является 100-ТВт-лазер РФЯЦ – ВНИИТФ [10].

Второй тип лазеров — уникальные научные установки, пиковая мощность которых достигает в настоящее время 10 ПВт при частоте следования до 1 Гц. Их создание связано со специальными научными программами и коллаборациями. Обзор современного состояния в данной области и перспективы развития отражены в [6, 11]. В рамках настоящего обзора особо следует отметить общеевропейский проект ELI (Extreme Light Infrastructure), состоящий из трёх вновь создаваемых научных комплексов, расположенных в Чехии, Румынии и Венгрии [12] и нацеленных на ускорение ионов, биомедицину и лабораторную астрофизику (ELI Beamlines, Чехия [13]), лазерно-индуцированную ядерную физику (ELI-NP, Румыния [14]) и динамику ионов, атомов, молекул и электронов в твёрдых телах на фемто- и аттосекундных масштабах (ELI-Alps, Венгрия [15]). Основными исследовательскими установками ELI-NP являются два 10-ПВт-лазера (25 фс, 0,1 Гц) с пиковой интенсивностью на мишени свыше 10^{23} Вт см⁻², а также синхронизированный с ними комптоновский лазерный источник на основе линейного ускорителя и наносекундного лазера. Мощный высокочастотный лазер, создаваемый в ELI-Alps, рассматривается как тестовая площадка для отработки технологии дезактивации ядерных отходов.

В РФ имеется единственный лазерный комплекс PEARL (0,5 ПВт, одиночный режим), созданный и функционирующий в Институте прикладной физики (ИПФ РАН, г. Нижний Новгород) [16], а также прорабатывается проект XCELS [17], реализация которого предусматривает создание лазерного комплекса с рекордной суммарной пиковой мощностью $P \sim 200$ ПВт.

Типичная средняя мощность уже функционирующих и строящихся петаваттных лазерных комплексов не превышает сотен ватт. Увеличение средней мощности может быть достигнуто в рамках концепции ICAN [18], предполагающей когерентное параллельное усиление исходного фемтосекундного импульса в большом числе активных оптических волокон до субпетаваттной пиковой мощности при средней мощности в десятки киловатт.

2.2. Лазерно-плазменные ускорители электронов

Ключевая идея о возможности ускорения электронов до релятивистских энергий в разреженной плазме интенсивным лазерным импульсом впервые обсуждалась в работе [19] и получила название LWFA (Laser Wake Field Acceleration), а основой современных схем такого ускорения в режиме плазменного пузыря является расчётная работа [20] и выполненные чуть позже эксперименты [21–23]. Процессы, протекающие при лазерном ускорении электронов, подробно описаны в обзорах [24–27].

При распространении в плазме сверхкороткого релятивистского лазерного импульса пондеромоторная сила

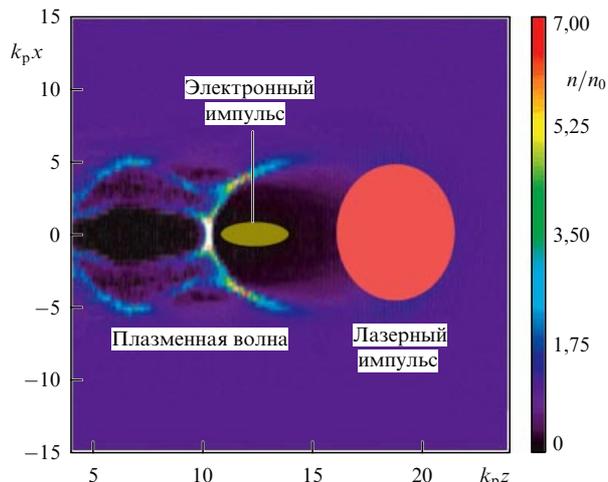


Рис. 1. Плазменная волна, возбуждённая лазерным импульсом с $a_0 = 5$, распространяющимся слева направо в плазме с начальной концентрацией $n_0 = 7 \times 10^{18}$ см⁻³ [26].

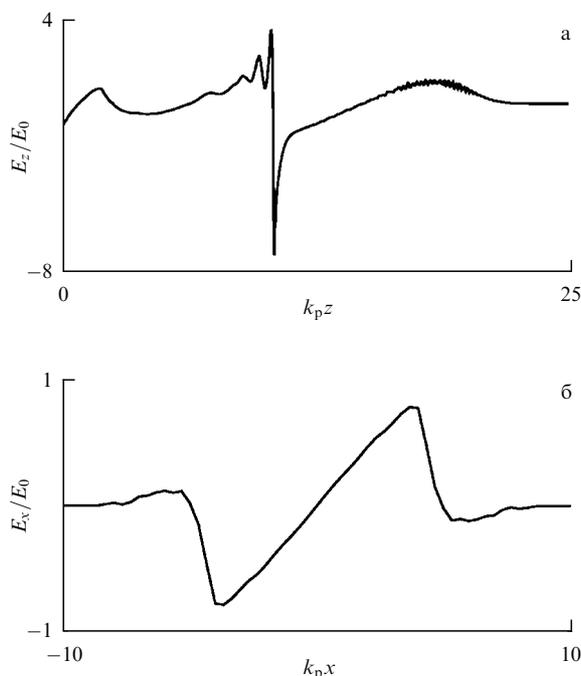


Рис. 2. Пространственные распределения продольного $E_z(x = 0)$ (а) и поперечного E_x при $k_{pz} = 13$ (б) квазистационарных электрических полей, соответствующих рис. 1 [26].

$F_p \propto \nabla E^2$ выталкивает электроны в радиальном направлении, формируя тем самым на заднем фронте импульса плазменную полость (или канал, рис. 1). Внутри полости возникает продольное электрическое поле

$$E_{\parallel} = \frac{m\omega_p}{e} \frac{a_0^2/2}{\sqrt{1 + a_0^2/2}} \tag{2}$$

(ω_p — плазменная частота). Типичные пространственные распределения напряжённости продольного и поперечного квазистационарных электрических полей показаны на рис. 2. Продольное поле обеспечивает ускорение электронов, в то время как поперечное — их фокусировку к оси. Напряжённость продольного поля составляет 10 ГВ см⁻¹ при $a_0 \sim 1$, что существенно превышает

типичные значения в традиционных ускорителях частиц (до 50 МВ м^{-1}). Для инжекции ускоряемых электронов реализованы различные подходы [25]: инжекция при разрушении кильватерной волны (wave breaking), ионизационная инжекция, инжекция с помощью дополнительного лазерного импульса, а также инжекция внешнего электронного банча и др.

Максимальная энергия, которую может получить электрон при ускорении в режиме LWFA, помимо собственно величины ускоряющего поля (2), определяется длиной, на которой это ускорение происходит. Выделяют следующие ключевые факторы, её ограничивающие: истощение энергии и изменение формы лазерного импульса, расходимость лазерного пучка, а также дефазировка ускоряемого электронного импульса по отношению к лазерному импульсу [24, 25]. Максимальная энергия [28]

$$W_{\max} \approx 0,26 \left(\frac{P}{\lambda^4 n_e^2} \right)^{1/3} \quad (3)$$

составляет $\sim 1 \text{ ГэВ}$ при $a_0 = 2$, $n_e = 1$, $\lambda = 0,8$ (в (3) энергия выражается в ГэВ, λ — в микрометрах, пиковая мощность P в ТВт, концентрация электронов n_e нормирована на 10^{18} см^{-3}).

Характеристики ускоряемого пучка электронов существенно зависят от соотношения между длительностью лазерного импульса и исходной концентрацией электронов [24, 25]. Для ряда задач ядерной фотоники электронные пучки с квазиэкспоненциальным спектром и большой расходимостью, получаемые в режиме LWFA [24], представляют существенный интерес в силу большого заряда электронного банча и относительной простоты экспериментальной реализации.

При определённых условиях возможен режим распространения лазерного импульса, в котором на его заднем фронте образуется единственная полость с формой, близкой к сферической, — так называемый плазменный пузырь (plasma bubble или blowout режим, рис. 3). Именно в этом режиме формируются электронные банчи с малым разбросом по энергии и малым эмиттансом. В пионерских работах [21–23] при облучении плотных гелиевых струй лазерными импульсами (15–30 ТВт, 30–40 фс) были получены электронные банчи с зарядом до 0,5 нКл, средней энергией около 80–90 МэВ при разбросе по энергии в несколько МэВ и нормализованном эмиттансе пучка $\sim 3 \text{ мм мрад}$. Важно отметить, что такой пучок был получен при длине ускорения всего несколько миллиметров.

Увеличение длины ускорения (и энергии электронов) достигается одновременным уменьшением концентрации электронов и увеличением энергии лазерного импульса при сохранении его интенсивности. В работах [29–31] при использовании установок с субпетаваттной пиковой мощностью лазерного излучения были получены электронные банчи со средней энергией 3–4 ГэВ. Максимальное ускорение до 7,8 ГэВ осуществлено при использовании лазерной системы с пиковой мощностью 0,85 ПВт [32] при каналировании лазерного пучка в капиллярном разряде длиной 20 см. Были получены банчи с зарядом до 50 пКл и угловой расходимостью 0,2 мрад при диаметре электронного пучка менее 100 мкм.

Отметим, что уменьшение длительности лазерных импульсов даёт возможность пропорционально уменьшить требуемую энергию импульса (см. (3)) и существен-

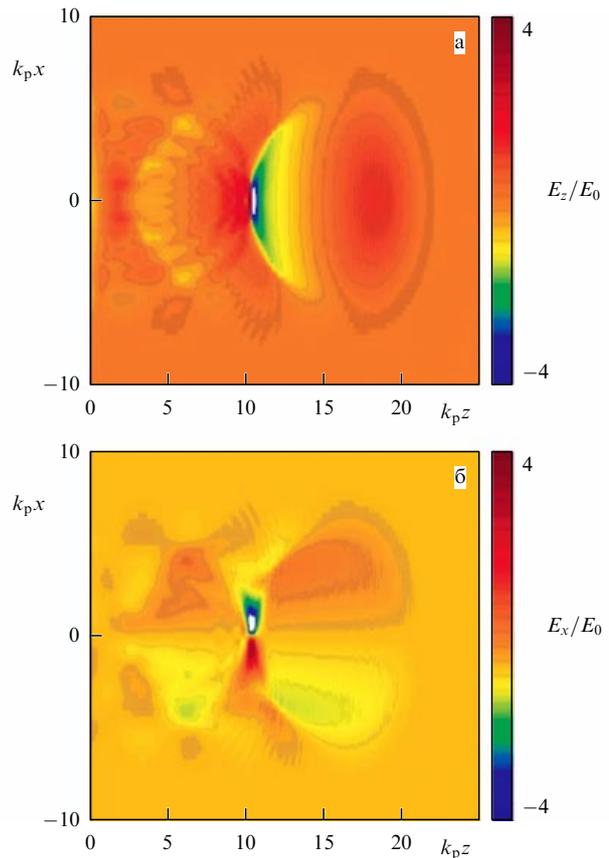


Рис. 3. Пространственные распределения продольного E_z (а) и поперечного E_x (б) полей в плазменной волне в режиме плазменного пузыря при $a_0 = 0,5$ [26].

но повысить оптимальную концентрацию электронов. В [33] при использовании лазерных импульсов длительностью 3–4 фс, с энергией всего 2–3 мДж при частоте их следования 1 кГц в сверхплотной струе азота ($\sim 0,1n_c$, n_c — критическая концентрация) были получены электроны с энергиями 6–9 МэВ в виде пучка с расходимостью 35 мрад и зарядом банча 0,5 пКл.

В РФ экспериментальные исследования по кильватерному ускорению электронов ведутся лишь в ИПФ РАН на субпетаваттной установке PEARL. В эксперименте [34] были получены пучки электронов с энергией до 300 МэВ. В [35] сообщалось о получении на этой же установке электронов с энергией до 1 ГэВ.

Условия (a_0 , n_e и т.д.) для формирования начального электронного банча существенно отличаются от условий, оптимальных для его ускорения до больших энергий. Кроме того, существенной проблемой становится истощение энергии лазерного импульса накачки. Так, для ускорения электронного банча до энергии 1 ТэВ исходно предполагалось использовать лазерный ускоритель длиной 29 м при энергии лазерного импульса 1600 Дж и длительности 0,7 пс [36]. Более продуктивной представляется идея о многостадийном ускорителе, в котором на каждой стадии используется независимая лазерная накачка, при этом параметры плазмы и лазерного импульса могут быть оптимизированы для каждой из стадий [37–39].

Первые расчёты линейного лазерного ускорителя на энергию 0,5 ТэВ были опубликованы в [37]. Было пока-

зано, что полная длина такого оптимизированного ускорителя с учётом необходимых промежутков между собственно ускорителями составит 200 м при числе стадий 100. Сводка выполненных к настоящему моменту экспериментов по двухстадийному ускорению [39] показывает, что данная технология находится на начальном этапе развития — достигнутые энергии электронов существенно меньше рекордных значений, полученных при одностадийном ускорении. Реализуемый в настоящее время европейский проект EuPRAXIA [40] должен обеспечить на основе многостадийного лазерно-плазменного ускорения электронный пучок высокого качества с энергией электронов 5,5 ТэВ при разбросе по энергии 5 % [41]. Современные лазерные технологии позволяют обсуждать и ускорение электронов до энергий в сотни ТэВ [42], при этом длина ускорителя может составить несколько километров, а энергия лазерной накачки — несколько МДж.

Обсуждается также подход, в котором после истощения лазерной накачки и/или дефазировки электронного и лазерного импульсов ускоренный электронный банч сам формирует кильватерную волну [43–46], т.е. происходит переход в режим PWFA (Plasma Wake Field Acceleration). При этом во вновь сформированную ускоряющую структуру инжектируется новый электронный сгусток, который затем может ускориться до энергий, в несколько раз превышающих энергию исходного электронного банча. Ещё одна новая схема, получившая аббревиатуру TWEAC (Travelling Wave Electron Accelerator), была предложена в [47]. Здесь речь идёт о формировании ускоряющей плазменной структуры двумя скрещенными сфокусированными пучками с наклонными фазовыми фронтами. Это обеспечивает движение ускоряющей структуры с околосветовой скоростью и снимает проблему дефазировки электронного пучка. Расчёты показывают, что схема TWEAC может обеспечить ускорение до энергий в несколько ТэВ в одностадийном варианте. Об экспериментальной проверке схемы пока не сообщалось.

Другой подход к преодолению предела, связанного с дефазировкой электронов, обсуждался в [48]. Здесь за счёт внесения в пучок специальных aberrаций без искажения длительности ультракороткого импульса предлагается создать конфигурацию электромагнитного поля, в которой максимум интенсивности на оси пучка (создающий плазменную волну) движется в плазме с любой наперёд заданной фазовой скоростью на любое расстояние. Расчёты показали, что можно достичь очень высоких энергий электронного пучка. Так, на расстоянии в 4,5 м можно получить электроны с энергией в несколько ТэВ. Отметим, что в данной схеме исчезает также необходимость в направляющих лазерный пучок волноводных структурах. Как представляется, основным принципиальным ограничением предложенной схемы является сложность изготовления нетривиальных оптических элементов, необходимых для её реализации, особенно при высоких пиковых мощностях лазерного излучения.

Генерация релятивистских электронов и мощных потоков гамма-квантов возможна и при облучении твёрдых мишеней лазерным импульсом. Этот процесс протекает в две стадии: ускорение электронов до энергий в единицы-сотни МэВ в плотной подкритической плазме и генерация гамма-квантов в объёме мишени при неупругом рассеянии на ионах и атомах. Установлены различные механизмы ускорения электронов в таком режиме взаи-

модействия: jxB-нагрев [49], прямое ускорение в плазменном канале (DLA, Direct Laser Acceleration) [50], стохастический нагрев [51, 52], параметрические неустойчивости в области четверти критической концентрации n_c [53, 54] и некоторые другие. Роль того или иного механизма зависит от совокупности факторов: пространственного профиля подкритической плазмы, создаваемой предимпульсами различной природы, и особенно её градиента в области $0,2–0,5n_c$, интенсивности и длительности лазерного импульса. Более подробно эти вопросы отчасти освещены в книгах [55, 56] и в многочисленных статьях.

Каждый из механизмов ускорения имеет свои существенные особенности и приводит к различным зависимостям характеристик распределений электронов по энергии и углу от параметров лазерного импульса. Типичный энергетический спектр электронов представляет собой биэкспоненциальное распределение с "температурой" менее энергетичного компонента [57]:

$$T_h \approx mc^2 a_0^{2/3}, \quad (4)$$

(под температурой здесь понимается параметр экспоненциальной аппроксимации спектра электронов $dN_e/dE_e = K \exp(-E_e/T_h)$). Второй компонент может иметь значительно более высокую температуру, которая очень сильно зависит от конкретных условий эксперимента. Тем не менее именно эта часть электронов, как правило, имеет энергии, существенно превышающие энергию покоя, и отвечает за генерацию гамма-излучения.

Исходя из законов сохранения энергии и импульса в работе [58] получена общая для всех режимов взаимодействия оценка:

$$T_h \approx 0,7mc^2 a_0 \sqrt{\eta_e}, \quad (5)$$

где

$$\eta_e \approx 5 \times 10^{-2} a_0^{3/2} \quad (6)$$

— доля энергии, переданной электронам плазмы [59], достигающая 50 % при $a_0 \sim 5$.

Угловой спектр электронов здесь имеет расходимость вплоть до долей радиана. В отдельных случаях для петаваттных [60] и тераваттных [61] лазерных импульсов и при специальной подготовке преплазмы удаётся получать пучки электронов с расходимостью, на один-два порядка меньшей.

Поскольку энергии электронов сравнительно невелики (единицы-десятки МэВ), то гамма-кванты излучаются в довольно широкий телесный угол. Тем не менее, поскольку эффективность η_e велика и существенно превышает соответствующую величину для LWFA, полная радиационная доза от получаемого источника оказывается высокой (несколько мрад на джоуль вложенной лазерной энергии [62]).

2.3. Лазерное ускорение протонов и многозарядных ионов

Взаимодействие сверхинтенсивного лазерного излучения с плотными мишенями приводит также к ускорению как протонов, так и более тяжёлых многозарядных ионов. Подробному рассмотрению этих процессов посвящён ряд ранее опубликованных обзоров [63–67].

При не слишком высоких интенсивностях лазерное излучение взаимодействует с электронами, тогда как

ионы во время действия лазерного импульса можно считать неподвижными в силу их существенно большей массы. В качестве "пороговой" интенсивности $I_{th}^{(i)}$, выше которой такое рассмотрение некорректно, принимают интенсивность, при которой осцилляторная энергия релятивистского электрона во внешнем электромагнитном поле становится порядка энергии покоя иона с массой m_i :

$$I_{th}^{(i)} \lambda^2 \approx I_R \lambda^2 \frac{m_i}{m}. \quad (7)$$

Для протона эта интенсивность составляет $1,6 \times 10^{21}$ Вт см⁻² ($\lambda = 0,8$ мкм). Вместе с тем уже в ближайшее время ожидается получение на один-два порядка больших интенсивностей (см. раздел 2.1).

Получение направленного пучка протонов с энергией свыше нескольких МэВ при релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии связано с использованием в качестве мишени тонких (единицы-десятки микрометров) плёнок и с механизмом ускорения, получившим название TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [68]. В этом режиме поток ускоренных вперёд на передней поверхности тонкой фольги электронов достигает задней её поверхности и, вылетая дальше в вакуум, формирует поле разделения зарядов (так называемое амбиполярное поле) (рис. 4). При этом происходит ионизация атомов вблизи задней поверхности (как пучком электронов, так и амбиполярным полем), которые затем ускоряются амбиполярным полем до значительных энергий. Преимущественно ускоряются протоны, имеющие при малой массе наибольшее отношение заряда к массе. Теория эффекта и численное моделирование представлены в целом ряде оригинальных работ и уже упоминавшихся обзорах [63, 64]. Отметим также работу [69], в которой приведена простая аналитическая модель и получены зависимости максимально достижимых энергий протонов от интенсивности лазерного излучения и длительности лазерного импульса.

Энергетический спектр протонов и в случае TNSA оказывается квазиэкспоненциальным с наклоном

$$T_h \approx Zmc^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right) \quad (8)$$

(Z — заряд ионов) и максимальной энергией

$$E_{i,max} \approx 2T_h \left(\ln \left(t_p + \sqrt{t_p^2 + 1} \right) \right)^2, \quad (9)$$

соответствующей нескольким пондеромоторным потенциалам ($t_p \approx 0,5\omega_{pi}\tau$, ω_{pi} — ионная плазменная частота).

Схема TNSA обеспечивает формирование пучка протонов с энергией до нескольких десятков МэВ при интенсивностях до 10^{20} Вт см⁻²: в первых работах [70–72] энергии протонов достигали 58 МэВ, а в дальнейшем — свыше 85 МэВ [73]. Число частиц, получаемых при ускорении одним лазерным импульсом, достигает $10^{10}–10^{11}$. Необходимо также отметить работу [74], в которой реализовано управление протонным пучком из лазерной плазмы с помощью плазменной линзы, созданной также лазерным импульсом. Это открывает интересные перспективы для динамического управления пучками протонов, ускоряемыми в лазерной плазме.

В рассматриваемом режиме взаимодействия возможно также ускорение ионов с большой массой и за-

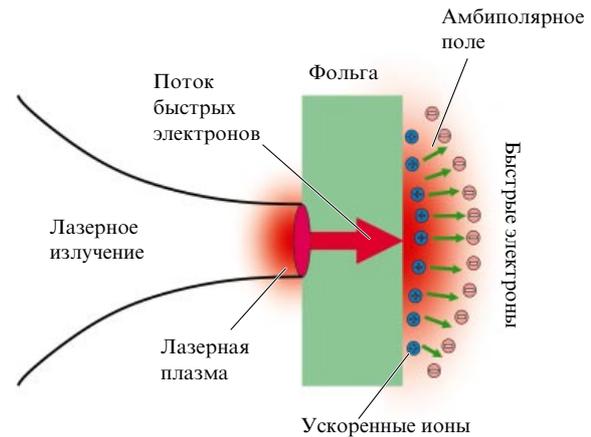


Рис. 4. Схема ускорения ионов по механизму TNSA.

рядом. В [75] при воздействии пикосекундным лазерным импульсом с пиковой мощностью 50 ТВт (интенсивность на мишени из свинца до 10^{19} Вт см⁻²) получены как протоны с энергией до 10 МэВ, так и ионы свинца с зарядом $Z = 48^+$ и энергией до 5 МэВ на нуклон. Для более эффективного ускорения тяжёлых многозарядных ионов необходима очистка поверхности от слоя, содержащего водород, т.е. от водяной и масляной плёнок [76–78].

Для получения пучков протонов с узким энергетическим спектром и лучшей коллимацией необходимо использовать мишени, в которых атомы водорода присутствуют только в малой области на обратной стороне фольги-мишени [79, 80]. Энергия и число протонов, полученных в таком режиме, невелики. Дизайн состава мишеней позволяет также получать квазимоноэнергетические пучки ионов углерода [79] и даже золота [81].

При интенсивности лазерного излучения свыше 10^{20} Вт см⁻² может быть реализован ряд новых режимов ускорения ионов (см. обзор [63]): ускорение световым давлением (RPA, Radiation Pressure Acceleration) [82], ускорение в бесстолкновительной ударной волне [83], ускорение при продавливании мишени (BOA, Break-Out Afterburner) [84]). Экспериментальных результатов здесь опубликовано мало. В работе [85] при использовании лазера с пиковой мощностью излучения 250 ТВт при длительности 500 фс получены полностью ионизованные ионы углерода с энергией до 83 МэВ на нуклон (режим BOA). Лазерное излучение с примерно той же пиковой мощностью, но при длительности импульса 35 фс, сфокусированное до интенсивности 10^{21} Вт см⁻², обеспечило ускорение ионов железа Fe^{24+} до энергий в 10 МэВ на нуклон [86] в режиме RPA. При дальнейшем увеличении интенсивности до 3×10^{21} Вт см⁻² (при пиковой мощности 1 ПВт и длительности 32 фс) в работе [87] были зарегистрированы пучки полностью ионизованных ионов золота с энергией до 25 МэВ на нуклон при полном числе ионов 2×10^{11} ср⁻¹.

Среди многочисленных расчётных работ отметим недавнюю публикацию [88], в которой при моделировании взаимодействия 2-ПВт лазерного импульса с околокритической плазмой водорода и углерода были получены направленные пучки протонов с энергией до 350 МэВ. Другой подход, основанный на ускорении ионов световым давлением при интенсивностях свыше 10^{22} Вт см⁻², был рассмотрен в [89–91] и были найдены условия для

лазерного ускорения протонов до энергий в 1–10 ГэВ. В частности, эти подходы будут реализованы в ближайшем будущем в рамках проекта ELI [92].

2.4. Генерация нейтронов

Одним из ключевых применений лазерно-ускоренных ионов является генерация направленных потоков нейтронов с энергиями в единицы-десятки-сотни МэВ [8, 93–96]. В настоящий момент поток получаемых нейтронов достигает 10^6 – 10^8 на джоуль вложенной энергии, т.е. от 10^6 на импульс для тераваттных систем с высокой частотой следования лазерных импульсов до более 10^{10} для петаваттных систем с низкой частотой следования. Так, в работе [97] был достигнут поток нейтронов с энергией около 100 МэВ в 6×10^{17} нейтронов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ при длительности нейтронного импульса менее 100 пс. Пучок нейтронов имел слабо выраженную направленность: число нейтронов вдоль оси лазерного пучка превышало число нейтронов под большими углами к этой оси примерно в два раза. Использовалось ускорение дейтронов из тонкой плёнки лазерным излучением 200 ТВт лазерной системы TRIDENT (интенсивность на мишени до 10^{21} Вт см^{-2} , длительность импульса 600 фс) и получение нейтронов в последующей реакции ${}^9\text{Be}(d, n)$ на вторичной мишени (так называемая схема pitcher-catcher). Специальная подготовка мишени в виде тонкой золотой фольги со слоем дейтерированного полиэтилена, использованная в работе [98], позволила получить значительно более коллимированный пучок нейтронов (с отношением потока нейтронов на оси к потоку под большими углами около 10), однако их поток был на порядок меньше.

Для большинства применений необходимы потоки, превышающие 10^{12} – 10^{15} нейтронов с^{-1} , что может быть реализовано с помощью килогерцовых лазерных систем (например, проект ICAN) либо петаваттных лазерных систем при частоте следования в десятки герц (ELI-NP и т.п.). Важной особенностью нейтронных импульсов, получаемых с помощью лазерно-ускоренных ионов, является их малая длительность. Поэтому существенный интерес представляют те применения, в которых определяющим является не средний поток нейтронов в секунду, а пиковое значение этого потока. Так, при числе нейтронов 10^{10} за импульс и длительности импульса нейтронов 100 пс (определяется, в первую очередь, шириной энергетического спектра протонов и расстоянием до вторичной мишени) мгновенный поток нейтронов в эксперименте [97] составляет 10^{20} за импульс. Существенное повышение числа одновременно генерируемых нейтронов может быть достигнуто при облучении высокоэнергетическими (несколько сотен МэВ) протонами мишени из тяжёлого металла (ртуть, тантал и т.п.) [4] — так называемая спалляция (spallation, или скалывание). Каждый протон при этом генерирует 20–30 нейтронов, чем и достигается существенное повышение нейтронного потока. По современным оценкам [99] при ускорении протонов лазерными импульсами с интенсивностью 10^{22} Вт см^{-2} и выше (установка ELI-NP и подобные) могут быть получены достаточно интенсивные потоки протонов с энергиями в сотни МэВ и, как следствие, пиковые потоки нейтронов до 10^{24} н $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Отметим также практически важную работу [100], в которой расчётным путём продемонстрирована возможность замедления пучка нейтронов и формирования пучка надтепловых (с энергией около 0,5 эВ) нейтронов.

2.5. Генерация позитронов

Существенный интерес для задач ядерной фотоники представляют пучки позитронов с относительно небольшой, менее 10 МэВ, энергией. В последнее время наблюдается быстрый прогресс в генерации таких пучков позитронов с помощью мощных лазерных импульсов [2, 101].

Схема с прямым облучением плотных тяжёлых мишеней [102–104] в настоящее время обеспечивает большое число позитронов за лазерный импульс (до 10^{12}) при энергии лазерного импульса 100–900 Дж. Наилучшие результаты получены при использовании относительно длинных, субпикосекундных, лазерных импульсов. Следует также отметить, что в этом случае достаточно велика расходимость позитронного пучка, хотя она и оказывается меньше, чем при использовании линейных ускорителей электронов.

Значительно меньшую расходимость пучка позитронов удаётся получить при использовании схемы с отдельными стадиями лазерно-плазменного ускорения электронов и генерации позитронов. Возможность расположения мишени-конвертора очень близко к области ускорения электронов обеспечивает малый размер электронного пучка и позволяет добиться коллимации пучка позитронов. В работе [105] при использовании ускоренного мощным лазером электронного пучка с максимальной энергией 600 МэВ и угловой расходимостью 2 мрад (FWHM) при толщине мишени-конвертора порядка 2,5 см была получена нейтральная электрон-позитронная плазма с полным числом частиц каждого сорта 3×10^7 и расходимостью пучка 5–20 мрад. Похожие результаты были получены и в [106] при значительно меньшей энергии электронов 50 МэВ, но существенно большем заряде банча, ~ 1 нКл.

Следует отметить, что полученные к настоящему времени с использованием как традиционных ускорителей, так и мощных лазеров результаты по генерации позитронов с энергией менее 10 МэВ, особенно вблизи порога их генерации ($2m_e c^2$), далеки от полноты и сильно различаются между собой. Поэтому для создания позитронных источников с оптимальными параметрами нужны новые экспериментальные и численные исследования.

Существенный интерес для приложений представляют позитроны значительно меньших энергий. Важной является задача о генерации электрон-позитронных пар вблизи порога этой реакции, когда энергия электронов и гамма-квантов не намного превышает величину $2m_e c^2$. Для получения таких электронов разумным представляется использование малогабаритных ускорителей электронов на энергии до 10 МэВ и тераваттных лазеров. Моделирование генерации позитронов и анализ имеющихся литературных данных для диапазона энергий электронов ниже 10 МэВ показывают, что источник позитронов может быть создан как на базе линейного ускорителя типа ЛУЭ-8 Института ядерных исследований (ИЯИ) РАН, так и на базе фемтосекундного лазерного комплекса МГУ [107]. При этом на ускорителе поток позитронов низких энергий (до нескольких МэВ) может достигать $10^{10} \text{e}^+ \text{с}^{-1}$, а на лазере — от 10^4 до $10^6 \text{e}^+ \text{с}^{-1}$.

3. Метод обратного комптоновского рассеяния

Бурное развитие ядерной фотоники как отдельной дисциплины тесно связано с разработкой и использованием

ярких гамма-источников, основанных на эффекте обратного комптоновского рассеяния. Обратное рассеяние Комптона — процесс рассеяния фотонов на пучке быстрых электронов с целью преобразования энергии рассеиваемого фотона в рентгеновский и гамма-диапазоны. Достаточно полная историческая справка и описание современного состояния в использовании источников гамма-излучения, основанных на линейном эффекте Комптона, дано в статьях [108–113], поэтому в данном обзоре после упоминания экспериментов, сделанных с помощью лазерно-плазменных ускорителей, акцент будет сделан на нелинейном эффекте Комптона, который теоретически позволяет увеличить выход фотонов на несколько порядков, сохраняя при этом основные полезные свойства источника: высокую энергию гамма-квантов, узкую ширину линии излучения, высокую степень поляризации, малую угловую расходимость и длительность.

Отметим сильное влияние развития лазерной технологии на комптоновские источники, в которых мощные лазерные системы служат в основном двум целям. Во-первых, это создание чрезвычайно компактных источников гамма-излучения на основе лазерно-плазменных ускорителей, а во-вторых, — значительное увеличение выхода гамма-фотонов при стандартном подходе к ускорению частиц.

3.1. Рассеяние Комптона

с использованием лазерно-плазменных ускорителей

В работах [108, 110–112] приведены примеры современных установок, основанных на традиционных ускорителях (сводная таблица дана в работе [113]). Для полноты картины упомянем строящийся в Румынии комплекс ELI-NP [114], где планируется получить источник гамма-квантов с энергией от 0,5 до 19,6 МэВ, интенсивностью после коллимации порядка 8×10^8 фотонов с^{-1} , относительной шириной линии менее 0,5 % и частотой повторения 100 Гц.

В этом разделе мы обсудим использование лазерно-плазменных ускорителей для комптоновских источников гамма-излучения. Отметим, что качество электронных пучков из лазерно-плазменного ускорителя постоянно улучшается [26], и активным образом обсуждаются и проводятся эксперименты по использованию пучков в качестве вторичных излучателей для получения источников ультрафиолетового, рентгеновского и гамма-излучений [115].

Первые эксперименты по использованию электронов, ускоренных в лазерно-плазменном ускорителе, для комптоновского рассеяния были опубликованы в 2006 г. [116]. Электроны обладали тепловым спектром с температурой около 6 МэВ, тем самым рассеянные фотоны также обладали широким спектром, простирающимся до области мягкого рентгеновского излучения. Интересный эксперимент был опубликован в 2012 г. [117]. В этой работе был продемонстрирован широкий спектр фотонов, достигающий уже области жёсткого рентгеновского излучения (вплоть до энергии порядка 200 кэВ). Исследователи предложили интересный и оригинальный способ проведения эксперимента: короткий мощный лазерный импульс распространялся в газовой мишени, ускоряя электроны до энергий порядка 100 МэВ. Затем на пути распространения лазерного пучка была поставлена твердотельная мишень, которая ионизировалась самим пучком

и служила плазменным зеркалом, отражающим лазерный импульс. Далее лазерное излучение рассеивалось на электронах, ускоренных в плазме самим же лазерным импульсом. В 2016 г. были опубликованы эксперименты, поставленные по тому же принципу (кильватерное ускорение и плазменное зеркало на пути лазерного импульса) на 30-ТВт лазерной установке в университете Остина, Техас (США) [118] и на 100-ТВт лазерной установке в Шанхайском институте оптики и точной механики (SIOM, Китай) [119]. В первой из этих экспериментальных работ продемонстрировано получение квазиодноэнергетического (полная ширина спектра на полувысоте $\sim 50\%$) пучка рассеянных фотонов с пиковой энергией фотонов вплоть до ~ 200 кэВ, во второй работе ширина спектра составила $\sim 30\%$, а пиковая энергия простиралась до 1,4 МэВ, т.е. достигла гамма-диапазона.

Серия работ по линейному рассеянию Комптона на лазерно-ускоренных электронах была проведена в университете г. Линкольн в Небраске (США) на 100-ТВт лазерной установке Diocles [120–122]. В работе [120] была впервые экспериментально продемонстрирована возможность генерации гамма-излучения при рассеянии лазерного импульса на электронах, ускоренных в кильватерной волне, — энергия рассеянных фотонов достигала 4 МэВ, но спектр был широкий. Всего за один выстрел удавалось получить около 2×10^7 фотонов во всём широком спектре. Безразмерная амплитуда рассеиваемого импульса была $a_0 = 0,4$, т.е., строго говоря, рассеяние было слабо нелинейным. В последующих экспериментах той же команде исследователей удалось продемонстрировать квазиодноэнергетический пучок гамма-квантов (ширина спектра на полувысоте $\sim 50\%$) с энергией вплоть до 1 МэВ [121]. Всего за один выстрел удавалось получить около $1,7 \times 10^6$ фотонов, амплитуда рассеиваемого лазерного импульса была $a_0 = 0,3$. В работе [122] для рассеяния была использована вторая гармоника части лазерного импульса системы Diocles, что позволило получить фотонный спектр с центральной энергией около 9 МэВ, простирающийся вплоть до 15 МэВ. Всего за один выстрел генерировалось, по оценкам, 3×10^5 фотонов.

Из вышеупомянутых экспериментов видно, что источники гамма-излучения пока не "дотягивают" по своим характеристикам до современных источников, использующих стандартные ускорители, и по пиковой энергии, и по ширине спектра, и по количеству рассеянных фотонов. В подавляющем большинстве работ экспериментаторы не стремились достигнуть ширины линии гамма-излучения менее 30–50 %, что требовалось бы для использования таких источников в ядерной фотонике. Тем не менее необходимо отметить проект по созданию узкополосного (с шириной линии менее 2 %) гамма-источника на основе лазерно-плазменного ускорителя в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США) [123, 124]. Учитывая текущую частоту следования лазерных импульсов в 10 Гц, эту проектируемую установку теоретически можно сравнить по количеству генерируемых гамма-фотонов в секунду в тонкой линии излучения с такой известной установкой, как HIGS (High Intensity Gamma Source) [109], а при разработке технологий увеличения частоты следования мощных коротких лазерных импульсов до 1 кГц (k-BELLA [125, 126]) она сможет значительно её превзойти.

Отметим главные достоинства использования лазерно-плазменных ускорителей в создании источников на

основе эффекта Комптона. Во-первых, это компактность и дешевизна, а значит, их доступность для широкого круга исследователей. Во-вторых, так как длительность электронных сгустков, ускоренных в плазменном ускорителе, фемтосекундная, то и рентгеновское, и гамма-излучение, получаемые за счёт рассеяния Комптона, тоже обладают малой длительностью в диапазоне от нескольких фемтосекунд. По сравнению с пикосекундными длительностями излучения на установках типа HIGS это добавляет привлекательности источникам на основе плазменных ускорителей в исследовании быстропротекающих процессов.

3.2. Нелинейное рассеяние Комптона

Нелинейность в рассеянии Комптона проявляется наиболее сильно при безразмерных амплитудах рассеиваемого лазерного импульса $a_0 \gtrsim 1$, хотя при создании узкополосных гамма-источников её приходится учитывать и при меньших амплитудах [127]. С точки зрения классической физики, если в случае линейного комптоновского (томсоновского) рассеяния мы полностью пренебрегали влиянием самого лазерного импульса на продольную составляющую импульса электрона, т.е. пренебрегали магнитной составляющей силы Лоренца или, что то же самое, световым давлением, то в нелинейном случае учёт светового давления необходим и приводит к таким эффектам, как, например, генерация гармоник высокого порядка и сдвиг основной линии рассеяния и её гармоник в зависимости от a_0 [128]. С классической точки зрения нелинейное комптоновское (томсоновское) рассеяние сродни излучению вiggлера, методы расчёта и в большой степени количественные результаты аналогичны [129, 130]. С точки зрения квантовой электродинамики нелинейное однофотонное рассеяние Комптона [131] — процесс первого порядка теории возмущений, но волновая функция электрона "одета" сильным электромагнитным полем, т.е. является решением уравнения Дирака в плоской классической электромагнитной волне. Такой подход широко используется в задачах квантовой электродинамики в сильных полях [132, 133].

Нелинейное однофотонное рассеяние Комптона — это довольно хорошо изученный процесс с классической и квантовой точек зрения, как в электромагнитных волнах с прямоугольной огибающей (в том числе и с бесконечной длительностью), так и в ограниченных лазерных пучках с плавными огибающими [128, 131, 133–149]. В рамках этого обзора мы ограничимся рассмотрением случаев, когда безразмерная амплитуда рассеиваемого лазерного импульса не слишком большая — порядка единицы. Записывая закон сохранения энергии-импульса в нелинейном случае [131], для "лобового" столкновения электрона с плоской волной можно получить следующее выражение для энергии фотона, рассеянного на n -й гармонике:

$$\hbar\omega_{\gamma,n} \approx \frac{4\gamma^2 n \hbar\omega_0}{1 + a_0^2/2 + \gamma^2\theta^2 + n\chi}, \quad (10)$$

где $\chi = 4\gamma\hbar\omega_0/(mc^2)$, γ — релятивистский лоренц-фактор электрона, \hbar — постоянная Планка, ω_0 — частота падающего фотона, θ — угол между изначальным направлением движения электрона и направлением движения рассеянного фотона. Здесь n можно понимать как количество фотонов, которое "поглотил" электрон, пере-

излучив затем всего один фотон. Это выражение записано для случая линейной поляризации рассеиваемого импульса. При получении выражения (10) полагалось, что рассеиваемый импульс длинный (или бесконечный) и его амплитуда a_0 постоянна. В данном случае также можно записать следующее выражение для количества фотонов, которое излучает один электрон в относительную ширину линии, равную ширине спектра рассеиваемого циркулярно поляризованного лазерного импульса ("натуральную", т.е. равную $1/N_u$, где N_u — число периодов лазерного поля):

$$N_{\gamma,\text{natural}} \approx \pi\alpha \frac{a_0^2}{1 + a_0^2}, \quad (11)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Можно сделать следующие выводы. Во-первых, электрон не может излучить более $\pi\alpha \approx 0,023$ фотонов в "натуральную" линию, дальнейший рост a_0 приводит к перераспределению рассеянных фотонов в гармоники основной линии. При $a_0 \gg 1$ спектр нелинейного однофотонного комптоновского рассеяния становится синхротронным, т.е. широким и непригодным для узкополосных источников гамма-излучения. Во-вторых, при увеличении a_0 возрастает количество фотонов, рассеянных в натуральную линию (квадратично при $a_0 \ll 1$), и насыщается при величинах безразмерной амплитуды электромагнитной волны $a_0 \sim 2$. Это значит, что для создания более ярких источников узкополосного гамма-излучения имеет смысл увеличивать безразмерную величину a_0 вплоть до величин порядка единицы-двойки. К сожалению, представленные формулы справедливы для лазерных импульсов с прямоугольной огибающей, создание таких импульсов с большой амплитудой a_0 чрезвычайно затруднено и пока не продемонстрировано. Для лазерных импульсов с плавной огибающей, например гауссовой, ситуация меняется драматически, что будет показано ниже.

Упомянем экспериментальные работы по нелинейному рассеянию Комптона, которые были проведены на стандартных ускорителях. В работе 1983 г. [150] была впервые продемонстрирована генерация второй гармоники в нелинейном рассеянии Комптона, причём лазерный импульс с небольшой амплитудой $a_0 = 0,01$ рассеивался на пучке электронов с энергией порядка 1 кэВ. Впоследствии генерацию второй гармоники в комптоновском рассеянии также наблюдали и при более высоких амплитудах рассеиваемого лазерного импульса в работах [151] ($a_0 = 0,35$), [152] ($a_0 = 0,7$) и [153] ($a_0 = 1$) при рассеянии импульса CO_2 -лазера на электронном пучке с энергией порядка 60 МэВ. В работе [154] продемонстрированы нелинейные эффекты в рассеянии Комптона на электронах в плазме. В работе [155], проведённой в Центре Стэнфордского линейного ускорителя (SLAC, США), демонстрируется одновременное взаимодействие до четырёх лазерных фотонов с электронами из пучка с центральной энергией 46,6 ГэВ. Безразмерная амплитуда лазерного импульса (длина волны 1054 нм на основной частоте и 527 нм на второй гармонике) достигала величины $a_0 = 0,6$, измерялся только спектр электронов.

Стоит упомянуть, что в настоящее время благодаря простоте и удобству синхронизации большинство экспериментальных работ по нелинейному рассеянию Комптона проводится с использованием электронов из лазер-

но-плазменного ускорителя. В работах [156, 157] упомянуты первые эксперименты по измерению эффекта нелинейности в рассеянии Комптона на электронах, ускоренных в плазме, безразмерная амплитуда составляла $a_0 = 2$ в работе [156] и $a_0 = 0,9$ в [157]. Отметим, что в первой из указанных работ спектр рассеянных фотонов был широким и доходил до 18 МэВ, а вторая работа представляла измерения в рентгеновском диапазоне, причём спектр фотонов был квазиодноэнергетическим. В работе [157] также были продемонстрированы зависимость энергии рассеянных фотонов от a_0 и генерация второй гармоники. В работах [158, 159] использовались рассеивающие лазерные импульсы с $a_0 \sim 10$, а широкий спектр фотонов простирался вплоть до нескольких десятков МэВ. Отметим, что в [158] также была продемонстрирована угловая зависимость фотонного спектра от a_0 ($\sigma_{\theta, \gamma} \propto (1 + a_0^2/2)^{1/2}/\gamma$), что может использоваться для диагностики величины a_0 в экспериментах. Во всех работах по нелинейному рассеянию Комптона активно обсуждается и демонстрируется возможность увеличения яркости комптоновских источников при увеличении a_0 .

На данный момент источников рентгеновского и гамма-излучения на основе нелинейного рассеяния Комптона, которые регулярно и активно использовались бы как центры коллективного пользования, не создано, хотя нелинейные эффекты, конечно, приходится учитывать при создании узкополосных источников, особенно с относительной шириной линии менее одного процента [160].

3.3. Пондеромоторное уширение и интерференция спектра нелинейного комптоновского рассеяния

Как было упомянуто ранее, наличие плавной, например гауссовой, огибающей у мощных лазерных импульсов приводит к драматическому отличию от случая прямоугольной огибающей. Уравнение (10) для энергии рассеянного фотона записано для случая лазерного импульса с прямоугольной (или бесконечной) огибающей с безразмерной амплитудой a_0 . В случае плавной огибающей в уравнении (10) рассеиваемая частота $\omega_{\gamma, n}$ зависит от того, в какой момент (при каком мгновенном значении амплитуды лазерного импульса) происходит акт рассеяния. Говоря языком классической электродинамики, сила светового давления, действующая на электрон, неоднородна и зависит от текущего значения электрического поля — электрон чувствует световое давление и "замедляется" (в лабораторной системе отсчёта) сильнее в центре лазерного импульса, где амплитуда выше, чем на краях. Это приводит к так называемому пондеромоторному уширению линии рассеяния и её гармоник — при рассеянии лазерного импульса с плавной огибающей на релятивистском электроде спектр n -й гармоники, рассеянной в строго обратном направлении, простирается от $4\gamma^2 n \hbar \omega_0 / (1 + a_0^2/2 + n\chi)$ до $4\gamma^2 n \hbar \omega_0 / (1 + n\chi)$. Таким образом, спектр излучения (основной линии и каждой из гармоник) при нелинейном комптоновском рассеянии лазерного импульса с плавной огибающей не узкополосный, а обладает относительной шириной $\sim a_0^2/2$ в случае линейной и $\sim a_0^2$ в случае циркулярной поляризации рассеиваемого импульса.

В качестве иллюстрации эффекта пондеромоторного уширения линии рассеяния на рис. 5 представлены спектры излучения, рассеянного строго назад, для лазерных импульсов линейной поляризации с разными огибающими (прямоугольная и гауссова) и разными амплитудами

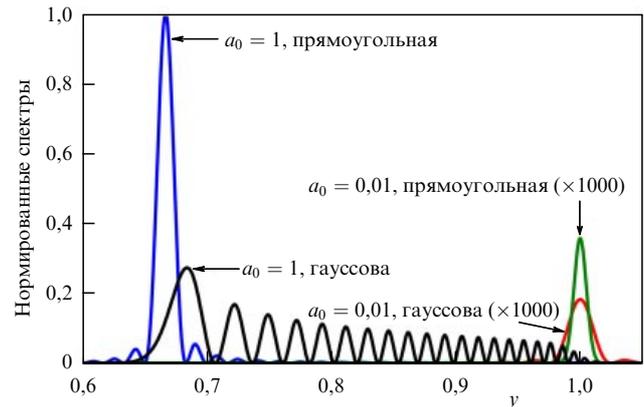


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Спектры обратного рассеяния Комптона (угол рассеяния равен π) как функции безразмерной энергии $y = \omega_{\gamma}/(4\gamma^2\omega_0)$ для лазерных импульсов с разными огибающими (прямоугольная: $a_0 = 1$ — синий цвет, $a_0 = 0,01$ — зелёный цвет; гауссова: $a_0 = 1$ — чёрный цвет, $a_0 = 0,01$ — красный цвет). Все спектры нормированы на пиковое значение осевого спектра для прямоугольной огибающей с $a_0 = 1$.

дами ($a_0 = 0,01$ и $a_0 = 1$). Параметры подобраны так, что суммарная энергия импульса с прямоугольной огибающей равна суммарной энергии гауссова импульса с той же амплитудой. На рисунке 5 для случая гауссова импульса с амплитудой $a_0 = 1$ (чёрная линия) помимо пондеромоторного уширения линии видна также интерференция в спектре основной линии рассеяния. Это следствие того факта, что для лазерного импульса с плавной огибающей вероятность получить после акта рассеяния фотон с определённой энергией может иметь резкий максимум дважды за импульс — один раз при возрастающей интенсивности и один раз при спадающей. При подсчёте матрицы рассеяния эти два возможных акта рассеяния входят в расчёт с фазами, зависящими от положения частицы, поэтому для разных энергий рассеянных фотонов возможна как конструктивная, так и деструктивная интерференция в спектре рассеяния [136, 141].

Пондеромоторное уширение линии рассеяния — известная проблема в нелинейном комптоновском рассеянии импульсов с плавной огибающей, она является одной из главных причин, по которым не существует экспериментов по демонстрации узкополосных (с относительной шириной $< 10\%$) источников для рассеиваемых лазерных импульсов с $a_0 \sim 1$. Все существующие источники для ядерной фотоники на текущий момент работают в линейном режиме, хотя слабонелинейные эффекты учитываются [160].

3.4. Методы борьбы с пондеромоторным уширением

Естественным образом возникает вопрос: существуют ли, помимо создания лазерных импульсов с прямоугольной огибающей, методы борьбы с паразитным пондеромоторным уширением?

В 2013 г. в работе [161] на численном примере была предложена оригинальная и интересная идея о нелинейном chirпировании лазерного импульса для "подстройки" локальной частоты импульса под локальную частоту рассеиваемого фотона. Эта идея была впоследствии развита в деталях аналитически и численно в нескольких работах, как в классической [148, 162–165], так и в квантовой [166] постановках. Пусть лазерный импульс рас-

пространяется по оси z , а $g(\eta)$ — огибающая векторного потенциала линейно поляризованного лазерного импульса, нормированная на единицу. В этом случае, если мгновенная частота лазерного импульса подобрана правильно, а именно

$$\omega_{L, \text{chirp}}(\eta) = \omega_0 \left(1 + \frac{a_0^2}{2} g^2(\eta) \right),$$

где $\eta = \omega_0 t - (\omega_0/c)z$, то в результате рассеяния такого лазерного импульса с произвольно большой амплитудой a_0 на электроны (в рамках применимости однофотонного подхода и в отсутствие силы радиационного трения [148]) спектр рассеянных фотонов будет узкополосным. Из выражения для $\omega_{L, \text{chirp}}$ видно, что для экспериментальной реализации идеи нелинейного чирпирования нужны лазерные системы с очень широким спектром, например, при $a_0 = 1$ ширина спектра рассеиваемого лазерного импульса должна составлять порядка 50 %. Кроме того, точное нелинейное чирпирование по выражению для $\omega_{L, \text{chirp}}$ скорее всего неосуществимо в текущих и будущих экспериментах, по крайней мере никаких конкретных идей об осуществлении такого чирпирования предложено не было. Таким образом, работы по точному нелинейному чирпированию рассеиваемого лазерного импульса для полной компенсации пондеромоторного уширения — это скорее теоретические и численные упражнения, далёкие от экспериментальной реализации (хотя и очень полезные для понимания процесса и дальнейшего развития).

Первая экспериментально реализуемая идея по компенсации пондеромоторного уширения с помощью линейного чирпа была предложена в 2019 г. в работе [167]. В этой работе предложено грубо приблизить нелинейное чирпирование линейным, используя два импульса, следующих друг за другом, причём один из импульсов приближает растущую часть частоты нелинейно чирпированного импульса (т.е. обладает положительным линейным чирпом), а второй импульс приближает спадающую часть частоты нелинейно чирпированного импульса (т.е. обладает отрицательным линейным чирпом). Показано, что такая двухимпульсная схема линейного чирпирования позволяет в хорошей степени скомпенсировать пондеромоторное уширение, добиться узкой (от 2 %) линии рассеяния и обеспечить увеличение количества рассеянных фотонов в узкую линию приблизительно согласно уравнению (11). Можно предположить, что учёт более высоких порядков чирпирования в двухимпульсной модели позволит в ещё большей степени улучшить качество гамма-источника, особенно ширину линии рассеяния.

Оригинальный метод качественного описания нелинейного рассеяния Комптона на основе рассмотрения геометрического места точек стационарной фазы интегралов матрицы рассеяния для разных углов рассеяния предложен в работе [168]. С использованием методов теории катастроф было теоретически показано наличие каустик высокого порядка в спектре фотонов, рассеянных под малыми углами, в случае линейно чирпированного лазерного импульса (выражение для величины линейного чирпа в зависимости от a_0 приведено в [168]), которые соответствуют узкой и яркой линии излучения с шириной порядка 2–3 %.

Упомянем, что подавляющее большинство работ по нелинейному рассеянию Комптона — теоретические или

расчётные, экспериментов было проведено, на наш взгляд, очень мало. Особенно это касается вопроса создания узкополосных гамма-источников для ядерной фотоники. Последние две из описанных выше работ достаточно просты в реализации — создание линейно чирпированных лазерных импульсов рутинно. Подобного рода эксперименты, сначала для проверки концепции, а затем и для полноценного создания ярких гамма-источников могли бы быть проведены и в России при сочетании лазерной системы, способной генерировать лазерные импульсы с a_0 порядка 1 и с шириной спектра порядка 5–20 %, и электронного ускорителя.

3.5. Перспективы развития комптоновских гамма-источников

Развитие лазерных систем уже привело к значительному повышению яркости комптоновских гамма-источников. Перечислим основные, на наш взгляд, новые направления развития комптоновских источников гамма-излучения. Во-первых, это уменьшение размеров источников за счёт использования компактных лазерно-плазменных ускорителей, включая замену всех основных ускорительных элементов (например, фокусирующих линз) на лазерно-плазменные [123]. Это даст возможность создавать источники, доступные многим лабораториям и университетам, и значительно увеличит географию использования гамма-излучения в научных исследованиях и в индустрии. Помимо прочего, наличие компактных рентгеновских и гамма-источников на основе лазерно-плазменных ускорителей в нескольких университетах позволит подготавливать высококвалифицированные кадры для ядерной фотоники. Во-вторых, очень перспективным направлением является использование нелинейного рассеяния Комптона для создания ярких гамма-источников (с использованием как стандартных, так и лазерно-плазменных ускорителей).

Представленные недавно новые теоретические идеи по использованию чирпированных лазерных импульсов большой интенсивности для создания узкополосных ярких гамма-источников вызывают интерес у экспериментальных групп, и, вполне вероятно, в скором времени будут проведены эксперименты по проверке концепции. Отметим ещё раз очевидное преимущество использования нелинейного рассеяния Комптона по сравнению с линейным — рост количества фотонов, рассеянных в узкую линию, пропорционален a_0^2 (см. уравнение (11)). Поэтому, например, использование лазерных импульсов с $a_0 = 1$ по сравнению с $a_0 = 0,01$ даёт на четыре порядка большее количество фотонов. Согласно грубой оценке можно ожидать, что при использовании (чирпированных) лазерных импульсов с амплитудой a_0 порядка единицы можно увеличить яркость современных источников на 2–4 порядка, т.е., например, для случая установки, подобной ELI-NP, в линии шириной 0,5 % можно ожидать до $10^{11} - 10^{13}$ гамма-фотонов в секунду.

4. Общие закономерности фотопоглощения ядер в зависимости от энергии фотонов и новые результаты в области энергий вблизи порога

Переходя к описанию физической программы исследований по ядерной фотонике, отметим, что многие классические фотоядерные задачи, включая правила сумм, радиа-

Таблица 1. Основные направления исследований в зависимости от энергии фотонов

E_γ , МэВ	Направление исследований
До 5	Астрофизика
5 – 10	Коллективные возбуждения ядер Гигантские резонансы. Пигми-резонансы
30 – 150	Кластерные состояния. Квазидейтроны
150 – 2000	Нуклонные резонансы. Фоторождение мезонов. Статическая, динамическая, спиновая структура нуклонов
До 10^6	Векторная доминантность, адронизация фотонов

сионные силовые функции и др., решаются теперь на новом, более совершенном уровне. Основные направления исследований в зависимости от энергии фотонов можно систематизировать в табл. 1.

4.1. Оптическая анизотропия ядер

Наиболее общее определение изучаемых процессов (оптическая анизотропия атомных ядер) было сделано академиком А.М. Балдиным [169]. Оно означает, что сечения фотоядерных реакций определяются не только длиной волны фотона, но и характеристиками ядер, которые взаимодействуют с электромагнитной волной. В результате можно измерять различные ядерные параметры, включая массу и заряд, аномальный магнитный момент, изучать спиновые характеристики ядра, определять мультипольность взаимодействия и др. Вначале такие исследования были выполнены для ядер, затем распространились на нуклоны.

Согласно формуле де Бройля энергия фотона E жестко связана с его длиной волны λ :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar c}{E} \approx \frac{1234}{E} \text{ Фм} \quad (12)$$

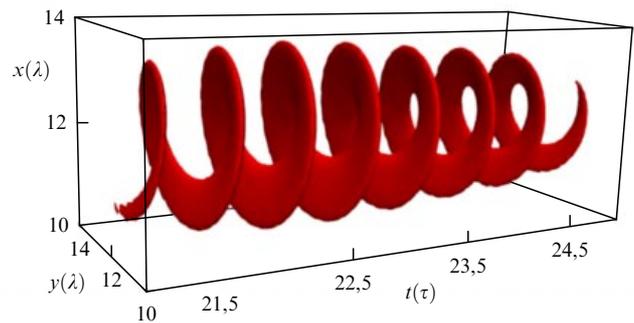
(здесь энергия выражается в МэВ).

В рамках плосковолнового борновского приближения фотон рассматривается как неограниченная плоская волна:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = A_0 \mathbf{e}_p \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]. \quad (13)$$

В последние годы наблюдается интерес к изучению эффектов, связанных с наличием у фотона орбитального углового момента. О том, что он существует, известно уже около 100 лет, но серьёзно эту проблему начали изучать в конце XX в., когда появился термин "закрученные фотоны". Но если фотон обладает орбитальным угловым моментом, то тогда его фронт искажается и превращается в винтовые поверхности [170]. Это не имеет отношения к поляризации фотона, потому что поляризация связана со спином, а не с орбитальным моментом. Пример волновых фронтов электромагнитной волны, обладающей орбитальным угловым моментом, приведён на рис. 6.

Если фотон излучается при переходе из ядерного состояния с высоким спином в низколежащее состояние с малым спином, то у ядра изменяется угловой момент. Но исходя из закона сохранения углового момента его

**Рис. 6.** Пример волновых фронтов "закрученной" волны, обладающей орбитальным угловым моментом. (Из работы [171].)

может унести только излучаемый фотон. Такой фотон, согласно современной терминологии [170], называется *закрученным* (twisted). Чем больше мультипольность взаимодействия, тем выше угловой момент фотона как отдельной частицы, и он квантуется исходя из мультипольности. С ростом мультипольности вероятность излучения уменьшается. Поэтому прямое возбуждение изомерного состояния ядра с высоким спином маловероятно. Для этого фотон должен иметь достаточно большой орбитальный момент. Значит, заселение изомера идёт через каскад, и энергия налетающего фотона должна быть намного выше энергии изомерного состояния, что и наблюдается в эксперименте. Представляет интерес измерить энергии каскадных гамма-квантов и определить их угловой орбитальный момент.

В видимой области спектра *закрученные фотоны* с заданным значением углового орбитального момента впервые экспериментально наблюдались в 1992 г. В ядерном диапазоне энергий *закрученные фотоны* пока ещё не зарегистрированы, но их можно получить, используя метод (нелинейного) обратного комптоновского рассеяния. Это обусловлено тем, что основные характеристики фотонов (энергия, импульс, полный угловой момент) сохраняются в процессе обратного комптоновского рассеяния. Доказательством этому служат эксперименты на пучках поляризованных фотонов с энергией до нескольких ГэВ [108]. Это открывает новые возможности в изучении структуры ядер.

4.2. Правила сумм

Для описания ядерного сечения фотопоглощения вводится амплитуда комптоновского рассеяния фотона на нуклоне [172]:

$$f = \boldsymbol{\varepsilon}'^* \boldsymbol{\varepsilon} f_1(\omega) + i\omega \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\varepsilon}'^* \times \boldsymbol{\varepsilon} f_2(\omega), \quad (14)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}, \boldsymbol{\varepsilon}'$ — калибровочно-инвариантные операторы электромагнитного поля падающего и рассеянного фотонов, $\boldsymbol{\sigma}$ — спин-оператор нуклона, ω — энергия фотона. При $\omega = 0$ (низкоэнергетическая теорема)

$$f_1(0) = -\frac{\alpha M}{Z^2}, \quad f_2(0) = \frac{\alpha k^2}{2M^2}, \quad (15)$$

где M — масса, eZ — электрический заряд, k — аномальный магнитный момент нуклона. Дисперсионные соотношения позволяют связать амплитуду рассеяния с полными сечениями фотопоглощения циркулярно

поляризованных фотонов:

$$f_1(0) = -\frac{\alpha M}{Z^2} + \frac{\omega^2}{2\pi^2} \frac{\sigma_{\text{tot}}(\omega')}{\phi(\omega')} d\omega', \quad (16)$$

$$f_2(0) = \frac{\alpha k^2}{2M^2} + \frac{\omega^2}{2\pi^2} \frac{\Delta\sigma_{\text{tot}}(\omega')}{\phi(\omega')} \frac{d\omega'}{\omega'}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(\omega) &= \sigma_{3/2}(\omega) + \sigma_{1/2}(\omega), \\ \Delta\sigma_{\text{tot}}(\omega) &= \sigma_{3/2}(\omega) - \sigma_{1/2}(\omega). \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ означают сечения фотопоглощения в случаях, когда спин фотона и спин нуклона вычитаются или складываются в зависимости от их взаимной ориентации.

Отсюда следует правило сумм Герасимова–Дрелла–Хирна [173, 174], связывающее сечения фотопоглощения с фундаментальными характеристиками нуклона:

$$k^2 = -\frac{2m^2}{\pi e^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega} d\omega. \quad (19)$$

Другое правило сумм, выведенное впервые Балдиным [169], определяет связь электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостей с полным сечением фотопоглощения:

$$\alpha + \beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{\text{tot}}(\omega)}{\omega^2} d\omega. \quad (20)$$

Спиновая поляризуемость γ была выведена Гелл-Манном [175]:

$$\gamma = \frac{1}{4\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega^3} d\omega. \quad (21)$$

Несмотря на длительную историю, изучение правил сумм и на современном этапе входит в программы научных исследований ведущих научных центров, поскольку новые методы, главным образом связанные с созданием гамма-источников нового поколения, позволяют существенно уточнить ядерные данные.

4.3. Полные сечения фотопоглощения ядер и радиационные силовые функции

В настоящее время полные сечения фотопоглощения ядер изучены в широком диапазоне энергий, начиная от энергии связи нуклона до нескольких тысяч ГэВ. При энергии ниже 150 МэВ в полном сечении доминирует гигантский дипольный резонанс (ГДР), максимум которого лежит при энергии около 20 МэВ. Это явление имеет универсальный характер для всех ядер и детально изучено в эксперименте (см., например, обзор [176]).

При энергии 20 МэВ длина волны налетающего фотона близка к 60 Фм, что примерно в пять раз превышает размер тяжёлого ядра. Согласно вибрационной модели [177] ядро попадает в поле волны, которая эффективно воздействует на заряженные нуклоны (протоны), возбуждая колебания, частоты которых определяются энергией фотона и деформацией ядра. Для сферических ядер ширина ГДР составляет около 3 МэВ. Для деформированных аксиально симметричных ядер резонанс расщепляется на два, при этом его ширина увеличивается примерно в два раза.

При низких энергиях фотонов, вблизи порога, такой простой подход не работает. Модель приходится услож-

нять, вводя поверхностные эффекты, нейтронное гало, изоспин и др. (см., например, [178]). Изовекторный дипольный гигантский резонанс интерпретируется как коллективное вибрационное состояние с поверхностной осцилляцией нейтронов относительно центральной области ядра. Эта мода сейчас в литературе называется дипольным пигми-резонансом (ПДР). Изоскалярный дипольный резонанс тоже может приводить к экзотической (тороидальной) деформации за счёт поверхностных колебаний. Для объяснения природы ПДР эффективно используется квазичастичная фононная модель (QPM — Quasiparticle Phonon Model) в приближении случайных фаз (RPA — Random Phase Approximation). Она рассматривает частично дырочные возбуждения ядер (см., например, [179]). Для расчёта ширины ПДР учитывается остаточное взаимодействие.

В современных теоретических расчётах [180, 181] в рамках этой модели рассчитываются радиационные силовые функции, отражающие приведённые вероятности радиационных переходов из основного в возбуждённое состояние или вероятности переходов между возбуждёнными состояниями. Для электрического перехода с мультипольностью λL радиационная силовая функция может быть представлена в виде

$$V(E\lambda) \uparrow_{\text{одн. ед}} = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} \left(\frac{3}{3 + \lambda} \right)^2 (1, 2A^{1/3})^{2\lambda} (\Phi M)^{2\lambda}. \quad (22)$$

На рисунке 7 приведён пример теоретических расчётов для ядер олова по сравнению с экспериментальными данными [181, 182]. Таким образом, пигми-резонанс оказывается фрагментированным из большого числа переходов, которые при больших энергиях гамма-квантов не наблюдаются.

Количество экспериментальных работ на тему пигми-резонанса намного ниже, чем теоретических. Основные результаты пока получены на традиционных ускорительных установках. Среди них по качеству и объёму результатов выделяется установка HIGS в университете Дьюка (США), где методом обратного комптоновского рассеяния был получен пучок монохроматических поляризованных фотонов с интенсивностью около 10^8 фотонов с^{-1} [183].

В эксперименте разделение переходов по мультипольности осуществляется путём измерения асимметрии в угловых распределениях рассеянных фотонов. Для этого детекторы высокого разрешения располагаются под углами вдоль и поперёк направления падающего пучка. Таким образом, экспериментально был подтверждён доминирующий вклад ГДР для всех ядер периодической системы Менделеева. Кроме этого общего заключения, о каких-либо индивидуальных особенностях пигми-резонанса в разных ядрах пока говорить преждевременно, так как систематики ещё нет.

При энергии фотонов выше 20 МэВ до порога рождения мезонов заметный вклад даёт так называемый квазидейтронный механизм фотопоглощения [184]. Когда длина волны гамма-квантов становится сравнимой с размером дейтрона, сечение описывается феноменологической формулой Левинджера:

$$\sigma_{\text{tot}} = L \frac{NZ}{A} \sigma_{\text{yd}}(E_\gamma) \exp\left(-\frac{E_\gamma}{S_\lambda}\right), \quad (23)$$

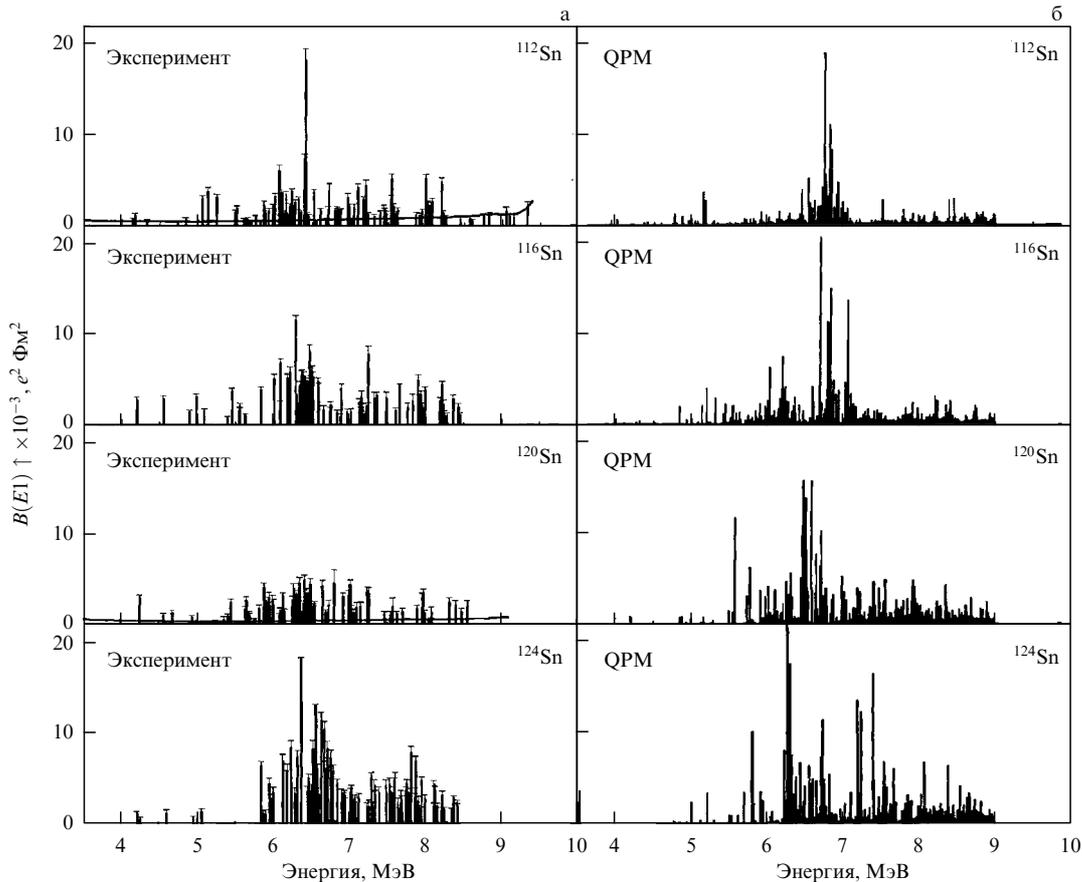


Рис. 7. Радиационные силовые функции для ядер олова [181]. (а) Результат экспериментов, выполненных на ускорителе S-DALINAC в Дармштадте. (б) Результат теоретических расчётов в рамках квазичастичной модели, учитывающей трёхфоновные состояния.

где $\sigma_{\gamma d}(E_\gamma)$ — сечение фоторасщепления свободного дейтрона, $L \approx 10$ и $S = 60$ МэВ — подгоночные параметры.

При энергиях налетающих фотонов выше ≈ 150 МэВ вплоть до 2 ГэВ наблюдается область, где доминирует фоторождение мезонов на квазисвободных нуклонах ядра. Поэтому сечения полного фотопоглощения ядер тяжелее бериллия, нормированные на число нуклонов в ядре, практически не отличаются друг от друга. Такая зависимость получила название "универсальной кривой" [185]. Однако в Новосибирске на пучке комптоновских фотонов для тяжёлых ядер обнаружены отклонения от универсальной зависимости [186]. Эти результаты были позднее подтверждены в экспериментах на пучке меченых тормозных фотонов в лаборатории Джефферсона (США) [187]. В целом это указывает на существование новых механизмов фотопоглощения в области нуклонных резонансов, ещё не получивших теоретического объяснения.

При энергии фотонов выше 2 ГэВ и до 200 ГэВ отношение $\sigma_{\text{tot}}/A\sigma_{\text{пр}}$ становится меньше единицы (для свинца примерно на 20%) во всей рассматриваемой области. Этот эффект объясняется моделью векторной доминантности [188], согласно которой фотон при энергии выше порога рождения векторных мезонов (для ρ -мезона этот порог равен 1090 МэВ) начинает вести себя как сильно взаимодействующая частица. Иначе говоря, при высоких энергиях фотон часть времени ведёт себя как фотон, а часть времени — как адрон, который взаимодействует только с поверхностными нуклонами. Теоретические

расчёты полных сечений фотопоглощения при высоких энергиях в рамках модели векторной доминантности дают более сильную зависимость от атомного номера, чем это обнаружено в эксперименте. Более подробную информацию об общих закономерностях фотопоглощения ядер в широкой области энергий фотонов можно найти в монографии [189].

4.4. Виртуальные фотоны

Впервые на тесную связь между воздействием, производимым заряженной частицей, и электромагнитными волнами указал Ферми [190]. Затем Вайцзекером [191] и Вильямсом [192] было показано, что эффект прохождения электрона вблизи ядра можно описать с помощью спектра виртуальных фотонов $N_e(E_e, E_\gamma)$, близкого по форме к спектру тормозного излучения. Уравнение для этих спектров в удобной форме приведено в [193]:

$$N_e^{\lambda L}(E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi} \left(\left[1 + \left(\frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{2E_e(E_e - m_e)}{m_e E_e} - C_L \right), \quad (24)$$

где α — постоянная тонкой структуры, λL — мультипольность взаимодействия, $C_L = 2(E_e - E_\gamma)/E_e$ при $\lambda L = E1$ (электрический дипольный переход), $C_L = 0$ при $\lambda L = M1$ (магнитный дипольный переход), $C_L = 8/3(E_e - E_\gamma)^2/E_e^2$ при $\lambda L = E2$ (электрический квадрупольный переход).

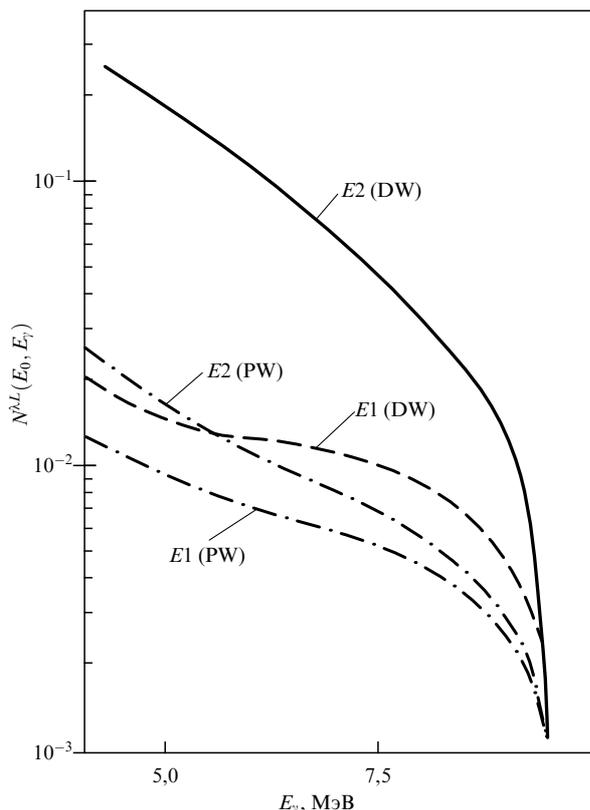


Рис. 8. Спектр виртуальных фотонов в плосковолновом борновском приближении для тяжёлого ядра ($Z = 92$) при энергии электронов 10 МэВ [194].

польный переход). Здесь L — число, означающее мультипольность.

Расчётный спектр виртуальных фотонов в плосковолновом борновском приближении (PWBA) и приближении искажённых волн (DWBA) при энергии электронов 10 МэВ показан на рис. 8. Видно, что при низких энергиях виртуальных фотонов мультипольность взаимодействия, в отличие от реальных фотонов, существенно возрастает. Таким образом, появляется возможность изучать природу коллективных колебаний ядер, обладающих экзотической формой и деформацией, в отличие от дипольных возбуждений. Однако первые экспериментальные данные, указывающие на изменение мультипольности поглощения виртуальных фотонов вблизи порога, были получены сравнительно недавно [7]. Измерения были выполнены на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 по методу наведённой активности ядер для реакций $^{111}\text{Cd}(\gamma, \gamma')^{111m}\text{Cd}$, $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$, $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$. Поскольку энергия изомерных состояний для указанных ядер не превышает 300 кэВ, изомерные отношения слабо зависят от энергии фотонов с энергией выше 5 МэВ. Сравнение выходов реакций, индуцированных виртуальными и реальными фотонами, позволило сделать выводы о зависимости полных сечений фотопоглощения от мультипольности. Результат измерений показан на рис. 9.

Поясним, что представляет собой выход на эквивалентный фотон $\sigma_q(E_e, E_\gamma)$ и инклюзивный выход на электрон $\sigma_e(E_e, E_\gamma)$, отношение которых показано на рис. 9. Поскольку спектр реальных (тормозных) $N_{\gamma, \text{real}}^{\lambda l}$ и виртуальных $N_{\gamma, \text{virt}}^{\lambda l}$ фотонов является непрерывным, то в

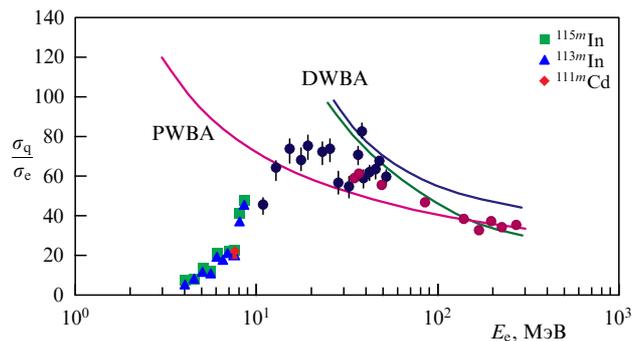


Рис. 9. Отношение сечений фотовозбуждения ядер ^{111m}Cd , ^{113m}In , ^{115m}In реальными и виртуальными фотонами с энергией до 10 МэВ. Треугольники — данные работы [7], кружки — литературные данные из обзора [189]. Кривые — результат расчёта в рамках борновского приближения плоских (PWBA) и искажённых (DWBA) волн.

эксперименте измеряется интеграл по этому спектру:

$$\sigma_q(E_e) = \frac{E_e \int_0^{E_e} N_{\gamma, \text{virt}}^{\lambda l}(E_e, E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e} N_{\gamma, \text{virt}}^{\lambda l}(E_e, E_\gamma) dE_\gamma}, \quad (25)$$

$$\sigma_e(E_e) = \frac{E_e \int_0^{E_e} N_{\gamma, \text{real}}^{\lambda l}(E_e, E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e} N_{\gamma, \text{real}}^{\lambda l}(E_e, E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (26)$$

Из рисунка 9 видно, что результаты эксперимента принципиально отличаются от модельных предсказаний, выполненных как в плосковолновом приближении (PWBA), так и в приближении искажённых волн (DWBA). Это указывает на изменение мультипольности фотопоглощения вблизи порога. Возможно, такое изменение связано с коллективными возбуждениями ядер экзотической природы (тороидальные, ножничные, компрессионные моды колебаний), предсказанными в рамках существующих моделей. Данное утверждение имеет косвенный характер и основано только на теоретических предположениях. Однако подобных примеров в ядерной физике довольно много. Можно отметить исследование изомеров формы, или спонтанно делящихся изомеров у ядер актинидов [195]. Это явление получило объяснение на основе модели двугорбого барьера деления, хотя прямых измерений моментов инерции и параметров деформации ядер-изомеров до сих пор не сделано. В обзоре [196] обсуждались различные экспериментальные методы, включая идентификацию ротационной полосы в гамма-спектре возбуждённых ядер или оптические способы измерения изомерного сдвига, но они не получили дальнейшего развития. Вопрос об экспериментальном определении спектров виртуальных фотонов также обсуждался ранее [189], но пока не получил продолжения.

Следует отметить, что ядерные возбуждения виртуальными фотонами сейчас активно изучаются в реакциях с релятивистскими атомными ядрами. При этом применяются методы, наработанные ранее в электроядерных экспериментах. Например, при исследовании кулоновской диссоциации ядер используется метод виртуальных фотонов. Однако терминология и модельное описание коллективных возбуждений, включая гигантский дипольный резонанс, сильно отличаются от фотоядерных интерпретаций этого явления. К сожалению, рамки настоящего обзора не позволяют подробно обсуждать эту

тому, но авторы надеются, что обзор поможет объединению разных подходов к изучаемой проблеме.

4.5. Фотоядерные процессы с мощными лазерами

Ряд интересных результатов получен на пучках гамма-квантов, возникающих при воздействии сверхинтенсивного лазерного излучения на плотную мишень. В исторически первой работе [197] исследовалась активация медной мишени вследствие $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ и $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ реакций, которая была использована для оценки потока гамма-квантов с энергией свыше 10 МэВ, формируемого под действием излучения лазера VULCAN Резерфордской лаборатории (25 Дж, 1 пс, 10^{19} Вт см $^{-2}$). В опубликованных чуть позже работах [198, 199] был зарегистрирован широкий спектр фотоядерных реакций на ядрах ^{11}C , ^{38}K , $^{62,64}\text{Cu}$, ^{63}Zn , ^{106}Ag , ^{140}Pt , ^{180}Ta и ^{197}Au , а также фотоделение ядра ^{238}U с использованием лазера VULCAN и сверхмощного 0,5-ПВт лазера Ливерморской лаборатории. Ядерная активационная методика была применена в [200] для оценки квазitemпературы гамма-пучка. Ряд фотоядерных реакций был реализован в работе [201], в том числе реакция $^9\text{Be}(\gamma, n)2\alpha$ с низким (1,5 МэВ) порогом реакции. В работе [202] впервые для получения фотоядерных реакций использовался фемтосекундный лазер с высокой (10 Гц) частотой следования импульсов малой (50 фс) длительности (интенсивность $(3-5) \times 10^{19}$ Вт см $^{-2}$). При этом удалось оценить сечения для ряда реакций типа (γ, p) для мишеней ^{25}Mn , $^{48,49}\text{Ti}$, ^{68}Zn и $^{97,98}\text{Mo}$. Следует отметить измерение сечения фоторасщепления дейтрона в реакции (γ, n) у порога [203] (рис. 10), осуществлённое на тераваттном лазере. Однако в целом принципиально новых ядерно-физических результатов пока практически нет.

Представляет интерес сравнить параметры пучков электронов с энергиями до 10 МэВ, получаемых на тра-

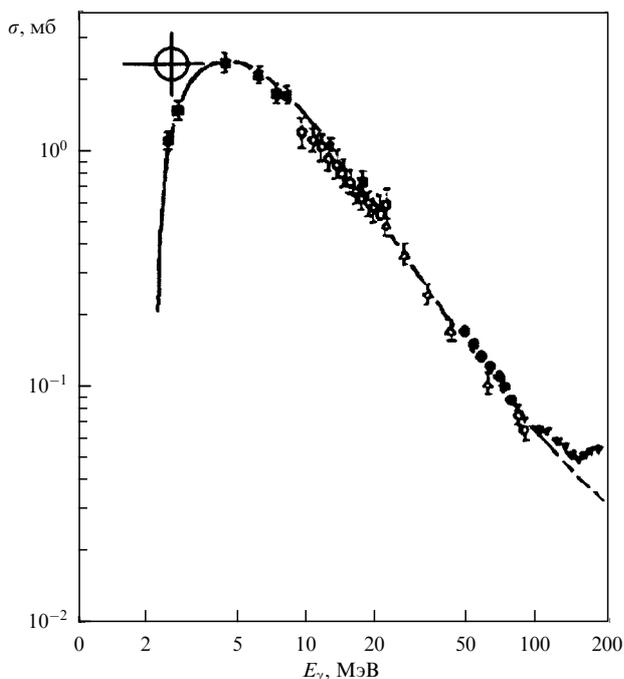


Рис. 10. Сечение реакции $D(\gamma, n)H$ [204]. Отдельной точкой указано значение, полученное на лазерной установке при $E_\gamma = 3,6 \pm 0,3$ МэВ [189].

Таблица 2. Параметры пучков электронов, получаемых на ЛУЭ 8-5 и с помощью фемтосекундного тераваттного лазера МГУ

	ЛУЭ 8-5	Лазерно-плазменный ускоритель МГУ
Спектр электронов, МэВ	Монохроматический, регулируется в пределах от 5 до 9, ширина спектра 1 %	Экспоненциальный с "наклоном" 2–5
Частота следования импульсов, Гц	100	10
Длительность импульса, мкс	3	10^{-7}
Средний ток пучка, мкА	3–10	3×10^{-4} (свыше 1 МэВ)
Пиковый ток пучка, А	5×10^{-2}	30
Фокус излучателя, мм	4	4×10^{-3}
Угловая расходимость, мрад	0,1	2

диционных и на лазерно-плазменных ускорителях электронов [113, 205]. В качестве примера в табл. 2 приведены данные для линейного ускорителя электронов ЛУЭ 8–5 МэВ ИЯИ РАН и тераваттного фемтосекундного лазерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова (длина волны 800 нм, длительность импульса 50 фс, частота следования 10 Гц, энергия импульса до 50 мДж, пиковая интенсивность на мишени до 10^{19} Вт см $^{-2}$). Механизмы ускорения электронов при такой интенсивности лазерного излучения в случае твердотельной мишени были рассмотрены выше.

Пучки гамма-квантов могут быть получены преобразованием электронного пучка в толстой металлической пластине.

На рисунке 11 показаны энергетические и угловые распределения фотонов, вылетающих из тормозной вольфрамовой мишени толщиной 0,4 мм, которая, согласно моделированию, является оптимальной с точки зрения получаемого выхода фотонов. Поскольку интенсивности пучков на лазере и ускорителе сильно различаются, в качестве параметра для сравнения выходов взято время экспозиции, позволяющее оценить выход фотонов в абсолютной шкале.

Итак, для исследования фотоядерных реакций на современном этапе требуются пучки жестких гамма-квантов в широком диапазоне энергий. Такие пучки можно получать как на традиционных электронных ускорителях, так и на лазерно-плазменных ускорителях. В первом случае пучки могут быть непрерывными для изучения продуктов фотоядерных реакций в режиме совпадений, а лазерные пучки могут обеспечить уникальные временные параметры для импульсных нейтронных источников, позитронной спектроскопии, рентгеновской и гамма-томографии.

4.6. Низкоэнергетические изомерные состояния

Перспективной областью исследований для ядерной физики является изучение состояний ядер с малой на ядерных масштабах энергией [94, 207]. Это могут быть как изомерные состояния с энергией менее 50 кэВ отно-

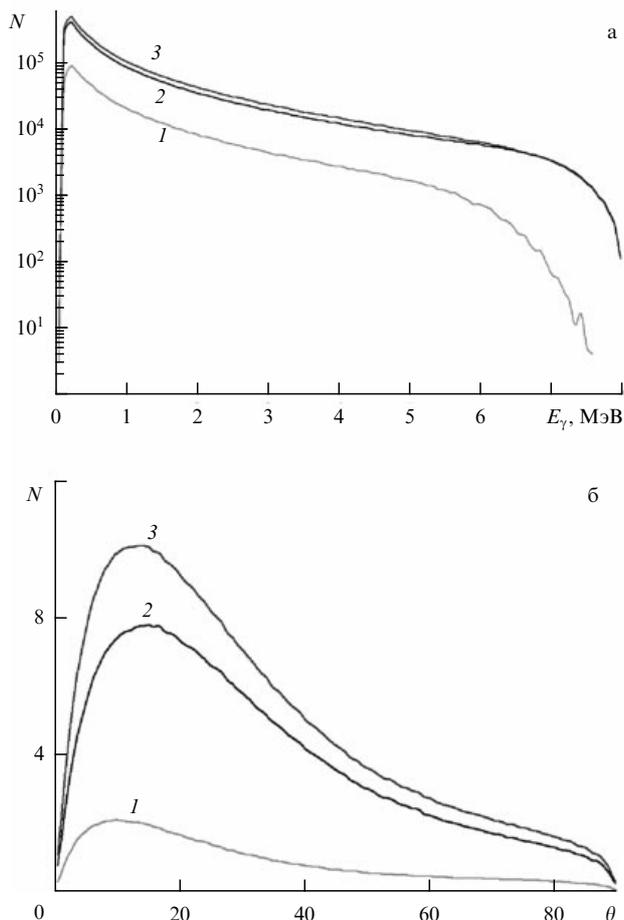


Рис. 11. Энергетическое (а) и угловое (б) распределения тормозных фотонов (в отн. ед.). Кривые 1 и 2 соответствуют однократному и двукратному рассеянию; кривая 3 показывает полный спектр [206].

сительно основного состояния ядра, так и метастабильные состояния с энергией около 1 МэВ и выше, вблизи которых (с разницей энергий до 50 кэВ) могут находиться состояния со значительно меньшими временами жизни. Исследование изомерных состояний ядер представляет несомненный фундаментальный интерес. Кроме того, накопление энергии в ансамбле метастабильных изомеров с их последующей разрядкой через близлежащий уровень может быть использовано для создания ядерных источников энергии [208, 209] и получения инверсии населённостей на ядерных переходах [207, 210–214]. Долгоживущие изомерные состояния (и радиационные переходы из таких состояний) могут служить в качестве стандартов частоты [215–218] при реализации квантовых вычислений [219] и в других приложениях.

Для исследования таких изомеров в первую очередь используются синхротронные источники [220, 221]. Альтернативными источниками для возбуждения ядерных изомеров с энергией от 1 кэВ могут быть бетатронный или томсоновский рентгеновские источники. Для бетатронного источника [115] характерный поток квантов с энергией в 1–10 кэВ может достигать 10^5 фотонов $\text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1} \text{мрад}^{-2}$ при частоте следования лазерных импульсов в 1–10 кГц. Для томсоновского генератора на линейном ускорителе с энергией электронов 20–30 МэВ и пикосекундном лазере число квантов может достигать 10^8 фотонов $\text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1} \text{мрад}^{-2}$. Для томсоновского гене-

ратора на линейном ускорителе с накопительным кольцом и лазерным резонатором-накопителем число квантов может достигать 10^9 фотонов $\text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1} \text{мрад}^{-2}$ и выше, однако для оптимизации на спектральный диапазон 1–10 кэВ энергия ускоряемых электронов должна быть невелика (20 МэВ), что нетипично для современных проектов таких генераторов. Значительно большие потоки обеспечивают лазеры на свободных электронах (XFEL) [222], яркость которых может превышать яркость источников СИ на восемь и более порядков [223].

Важным преимуществом использования лазерных источников перед традиционными для ядерно-физического эксперимента подходами является возможность одновременного или синхронизованного во времени создания метастабильных состояний и их возбуждения с использованием одной лазерной системы, в рамках единого эксперимента. При этом рентгеновские и электронные лазерные источники используются для возбуждения изомерных состояний, в то время как гамма, протонные и нейтронные лазерные источники — для создания метастабильных состояний или нестабильных изотопов с подходящей структурой близлежащих уровней.

Экспериментальные данные по энергиям и/или временам жизни ряда низкоэнергетических изомеров даже для стабильных или долгоживущих изотопов появились только недавно либо до сих пор отсутствуют. Так, время жизни изомера $^{201\text{m}}\text{Hg}$ с энергией около 1,5 кэВ впервые экспериментально оценено в 2004 г. [224]. Существование изомерного состояния для изотопа ^{229}Th предполагалось по косвенным измерениям достаточно давно [225, 226], однако только за последние несколько лет энергия этого состояния была существенно уточнена с 3,5 до 8 эВ [227, 228] и было измерено время жизни этого изомера, составившее около 7 мкс [229] при до сих пор не известном радиационном времени жизни (по оценкам — 3 ч).

Активно исследуется также возбуждение изомерных уровней непосредственно в плотной лазерной плазме. В плазменном окружении спектр возможных механизмов возбуждения низколежащих изомеров ядер существенно расширяется [230, 231] (рис. 12): помимо фотовозбуждения собственным рентгеновским излучением плазмы и неупругого рассеяния электронов плазмы, появляются механизмы, связанные с возбуждением ядра виртуальным фотоном через атомную оболочку — NEET и NEEC (возбуждение фотоном, испускаемым при связанно-связанном переходе электрона в атомной оболочке либо при рекомбинации свободного электрона соответственно), и другие процессы более высокого порядка. Отметим, что для этих двух процессов по крайней мере одно из состояний электрона — связанное, что не отображает диаграмма на рис. 12б. Кроме того, существенно модифицируются и каналы распада изомерных состояний через атомную оболочку вследствие её ионизации и соответствующего сдвига ионизационных потенциалов [232], а также сдвига потенциалов, связанного с плазменным окружением [233]. Экспериментальные и теоретические подходы к возбуждению ядерных уровней в лазерной плазме подробно обсуждаются в обзоре 2001 г. [207], речь идёт в том числе об использовании горячей плотной плазмы, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами [234]. С тех пор был выполнен ещё ряд экспериментальных работ [235–237], однако вопрос о надёжном наблюдении эффекта остаётся открытым.

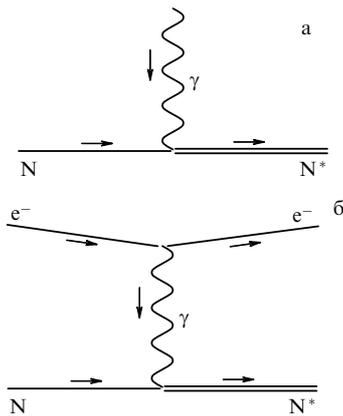


Рис. 12. Переход ядра из основного состояния N в возбуждённое состояние N^* в плазме при фотовозбуждении (а), а также в процессах неупругого рассеяния электрона на ядре (свободно-свободный переход электрона), NEET (связанно-связанный переход электрона) и NEEC (свободно-связанный переход электрона) (б).

В последнее время опубликован ряд расчётно-теоретических работ, посвящённых анализу процессов NEET [238] и NEEC [223, 239–242] в горячей плазме в случае возбуждения с метастабильных уровней изомеров ^{93m}Mo (энергия состояния 2,4 МэВ, переход на короткоживущий уровень, отстоящий на 4,85 кэВ и связанный радиационными переходами с основным состоянием ядра) и ^{84m}Rb (463 и 3,5 кэВ соответственно). Так, в [223, 239] показано, что плазма, формируемая пучком излучения XFEL [243], существенно изменяет вероятность возбуждения по механизму NEEC изомера ^{93m}Mo , увеличивая её на шесть порядков, и именно этот канал возбуждения (а не прямое фотовозбуждение) становится определяющим. В работах [241, 242] проведён расчёт вероятности NEEC того же изомера в плазме, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными системами, и обнаружено дальнейшее увеличение этой вероятности ещё на шесть порядков, что позволяет получить экспериментально регистрируемый эффект "разрядки" изомера при энергии лазерного импульса в 100 Дж и более. Здесь же отмечается, что дополнительная ионизация глубоких оболочек атомов излучением XFEL одновременно с созданием плазмы мощным лазерным импульсом может привести к дальнейшему увеличению вероятности процесса NEEC. Вместе с тем экспериментальное наблюдение полых ионов и выполненные на этой основе оценки [244, 245] показывают, что плотность мощности собственного рентгеновского излучения внутри такой плазмы может быть 5×10^{18} Вт см $^{-2}$ и выше (при плотности мощности лазерного излучения на мишени 10^{20} Вт см $^{-2}$), что существенно превышает плотность мощности излучения XFEL (около 10^{17} Вт см $^{-2}$). В частности, это означает, что вероятность инициирования переходов между состояниями ядра с малой энергией в горячей плотной плазме может быть значительно выше, чем это следует из выполненных ранее расчётов.

В настоящее время весьма активно обсуждаемым и исследуемым является изотоп ^{229m}Th с уникально малой энергией 8 эВ и полным временем жизни 7 мкс (см. обзор работ в [218, 246]). Рассматриваются различные схемы его лазерного возбуждения [247, 248]. Экспериментальными исследованиями этого изомера занимаются в настоящее время научные группы в Германии (университет

Людвига-Максимилиана, Мюнхен) и в России (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). В частности, было экспериментально установлено, что энергия этого уровня составляет $8,28 \pm 0,17$ эВ [224]. Впервые заселение изомерного уровня с использованием синхротронного излучения через более высоколежащий уровень с энергией 29 кэВ было осуществлено в [249].

Принципиальное значение для рассматриваемой задачи имеет осуществление прямого возбуждения изомерного состояния ^{229m}Th с помощью узкополосного лазерного излучения [223]. В качестве такого излучения обычно рассматривается высокая гармоника излучения оптического лазера, попадающая в резонанс с изомерным ядерным переходом [236], либо излучение лазера на свободных электронах [250]. Эффективная генерация гармоники на длине волны около 150 нм — достаточно сложная задача, в качестве нелинейно-оптической среды используются газовые струи высокого давления [251, 252].

Вместе с тем воздействие электромагнитного излучения внешнего лазерного источника на атомную оболочку того же ядра, в котором исследуется возбуждение низколежащего изомерного состояния, также может приводить к возбуждению этого ядра через процесс, по своей сути мало отличающийся от традиционного процесса генерации высоких оптических гармоник. Действительно, для полуклассического описания генерации высоких гармоник атомом используется трёхстадийная модель [253]: линейно поляризованное оптическое поле вызывает туннельную ионизацию атома, далее свободный электрон под действием оптического поля возвращается к исходному атому, а затем происходит рекомбинация электрона и излучение фотона. Максимальная энергия фотона рекомбинационного излучения определяется суммой энергии ионизации атома и максимальной энергии электрона во внешнем поле $E_e \approx 3,17(eE\lambda)^2/(16\pi^2 mc^2)$. Формирование дискретного спектра в виде нечётных гармоник происходит вследствие периодичности процесса взаимодействия с оптическим полем.

Рассмотрим этот процесс с точки зрения возбуждения ядер. Электрон, возвращающийся к исходному атому, является электроном в непрерывном спектре состояний. Возбуждение ядра может происходить, по аналогии с процессами в плазме, вследствие: 1) излучения рекомбинационного фотона, резонансного для ядерного перехода, т.е. процесса, аналогичного NEEC; 2) неупругого рассеяния электрона на ядре, т.е. процесса, аналогичного NEES (Nuclear Excitation Electron Scattering) [254]; 3) рекомбинации электрона на возбуждённый атомный уровень с последующим излучением резонансного ядерного фотона, т.е. процесса, аналогичного NEET, и т.д. Отметим, что процесс (3) наблюдается при генерации высоких гармоник, приводит к резонансному усилению определённой гармоники [255] и объясняется захватом электрона на ридберговское состояние атома [256].

Принципиальным отличием рассматриваемых процессов от процессов в плазме является значительно более высокое сечение процесса, поскольку прицельное расстояние при рассеянии электрона на ядре достаточно мало, а рекомбинационное излучение необходимо рассматривать в ближнем поле атома (или ядра). В работе [257] впервые рассмотрено воздействие на атом тория двухчастотного излучения титан-сапфирового лазера (первая и вторая гармоники на длинах волн 750 и 375 нм) и проведён расчёт поля пятой гармоники. В этом случае,

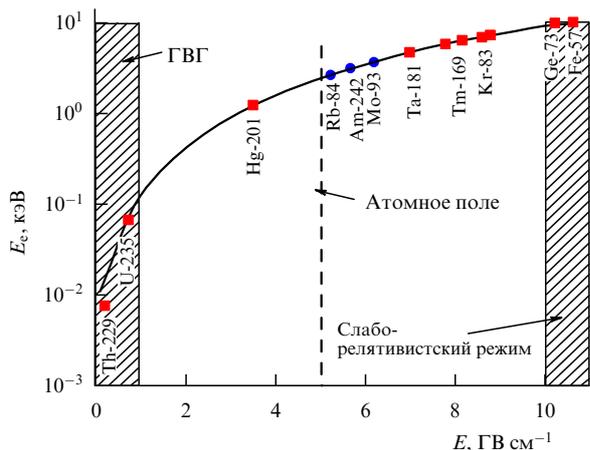


Рис. 13. Зависимость максимальной энергии E_c высоких гармоник от напряжённости оптического поля (длина волны 800 нм). Точками отмечены энергии низколежащих изомерных состояний ряда стабильных изотопов (квадраты) и энергия перехода на ближайший уровень с метастабильных состояний (круги). Левая заштрихованная область соответствует диапазону напряжённостей поля, типичных для генерации высоких гармоник (ГВГ), правая — слаборелятивистскому режиму взаимодействия. Вертикальная штриховая линия соответствует атомной напряжённости.

помимо генерации чётных оптических гармоник, появляется возможность управления угловым моментом суммарного оптического поля, что может дать существенное увеличение эффективности возбуждения ядерных переходов с высокой мультипольностью.

На рисунке 13 представлена зависимость максимальной энергии отсечки E_c от напряжённости оптического поля, а также отмечены энергии изомерных состояний ряда изотопов. Видно, что изомеры ^{229m}Th и ^{235m}U можно возбудить при типичных для режима генерации высоких гармоник значениях напряжённости оптического поля, ещё для целого ряда изомеров для этого необходимо поле порядка атомного. Приближение к "границе" релятивистского режима взаимодействия означает, что электронный пакет будет отклоняться от родительского атома под действием магнитной компоненты поля, и сечение столкновения (рекомбинации) будет уменьшаться. Это известный эффект при генерации высоких гармоник, для частичного подавления которого предложен целый ряд подходов, основанных на управлении поляризацией поля, использовании нескольких оптических пучков и т.д. [256].

5. Междисциплинарные и прикладные исследования

5.1. Астрофизика

Изучение фотоядерных реакций имеет довольно разнообразные и многочисленные астрофизические приложения. Среди них можно отметить следующие:

- Прецизионные и модельно независимые измерения нейтронного распределения в тяжёлых ядрах (радиус и внешний слой при средней плотности $\rho = 0,1 \text{ Фм}^{-3}$) позволили бы построить уравнение состояния нейтронных звёзд при более высокой плотности, определить точку фазового перехода из жидкого состояния в твёрдое. Отметим в связи с этим обнадеживающие результаты классических экспериментов по рассеянию электронов, вклю-

чающие в себя измерение слабого формфактора с нарушением чётности, поскольку нейтроны не имеют электрического заряда [258].

- Исследование реакций кулоновского взаимодействия для оценки сечений радиационного захвата при энергиях ниже энергии связи нуклона для короткоживущих радиоактивных ядер позволило описать механизмы взрыва новых, сверхновых и нейтронных звёзд [259].

- Исследование фотонейтронных реакций на лёгких ядрах (D, Be) при энергии фотонов от 1 до 3 МэВ позволило получить данные об обратных реакциях, существенных для ранней стадии образования Вселенной [260].

- Измерение тормозного спектра в космических лучах позволило оценить планковский тепловой спектр для γ -процесса при температуре до 2,5 МэВ. Изучение флуоресценции при облучении ^{196}Au дало информацию о процессах электронного захвата в ядрах [261].

- Исследование нестабильных ядер на встречных пучках электронов и релятивистских ионов классическим методом рассеяния электронов даёт информацию о неупругих взаимодействиях нейтрино с ядрами, что позволяет изучать различные механизмы нуклеосинтеза (r -процесс, взрывной и задержанный процессы), процессы термализации при коллапсе звёзд [262].

Непосредственное отношение к ядерной фотонике имеет абсолютное определение положения верхней границы спектра комптоновского гамма-пучка для измерения анизотропии скорости света по отношению к диполу космического микроволнового фона (КМФ) [263]. Поэтому остановимся на данном результате более подробно.

Дипольная анизотропия КМФ при температуре T имеет доплеровскую природу:

$$\frac{\delta T(\theta)}{T} = \frac{v}{c} \cos \theta + \frac{v^2}{2c^2} \cos 2\theta + O\left(\frac{v^3}{c^3}\right). \quad (27)$$

Первое слагаемое обозначает дипольный член, который определяется скоростью движения Земли: $v/c = 0,000122 \pm 0,00006$, $v = 365 \pm 18 \text{ км с}^{-1}$ в системе координат, связанной с КМФ.

Выполненные ранее эксперименты на спутниках и по методу мёссбауэровской лазерной спектроскопии [264] дали верхний предел на величину анизотропии $\delta c/c$ на уровне 2×10^{-10} . Работа [263] является аналогом классического опыта Майкельсона – Морли, но результат получен совершенно независимым способом, который позволил на два порядка улучшить точность. Для определения анизотропии скорости света по отношению к диполу микроволнового фонового (реликтового) излучения был использован пучок гамма-квантов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния электронов на накопителе. Эксперимент был выполнен на Европейском источнике синхротронного излучения (ESRF) в Гренобле в коллаборации GRAAL [265].

Метод основан на измерении положения верхнего края спектра комптоновского излучения в зависимости от ориентации установки (Земли) в пространстве. Лоренц-фактор для электрона $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$ можно трансформировать в уравнение

$$\beta d\beta = \frac{1}{\gamma^2} \frac{d\gamma}{\gamma}, \quad (28)$$

где для анизотропии появляется фактор $1/\gamma^2$, равный $\approx 10^8$, позволяющий на восемь порядков повысить точность измерений. На установке GRAAL энергия

электронов в накопителе была равна $6027,6 \pm 0,6$ МэВ, длина волны лазерного излучения 514 или 351 нм. Положение верхнего края спектра комптоновских фотонов измерялось с помощью микростриповой системы мечения с шагом около 6 МэВ, а по центру тяжести не хуже, чем 10^{-4} .

В результате этих измерений получено значение $\delta c/c = 3 \times 10^{-12}$, которое по точности на два порядка превосходит имевшиеся до сих пор результаты. Более подробную информацию по этой теме можно найти в [266, 267].

Новый импульс развитию работ по лабораторной ядерной астрофизике может дать использование в качестве источника ускоренных частиц лазерно-плазменных ускорителей и горячей плазмы, поскольку именно плазменное состояние характерно для большинства астрофизических задач, а энергии и потоки ускоряемых лазером частиц в ближайшей перспективе будут сравнимы либо по ряду параметров даже превосходить энергии и потоки традиционных ускорительных комплексов [268]. В [269] выделен ряд задач, при решении которых могут быть эффективно использованы мощные фемтосекундные лазеры (см. также [270]): литиевая проблема, связанная с низкой распространённостью изотопа ${}^7\text{Li}$; поиск реакций, обеспечивающих нейтронный поток для так называемого s-процесса, определяющего распространённость элементов с зарядом ядра от $Z = 26$ (Al) до $Z = 82$ (Pb); уточнение механизмов образования обойдённых стабильных р-ядер типа ${}^{74}\text{Se}$, ${}^{78}\text{Kr}$, ${}^{84}\text{Sr}$, ${}^{92}\text{Mo}$, ${}^{96}\text{Ru}$, ${}^{180}\text{Ta}$ и др.; исследование фотоядерных реакций с изотопами и изомерами, используемыми при астрономических наблюдениях (${}^{26}\text{Al}$, ${}^{60}\text{Fe}$ и др.).

В рамках исследовательской программы ELI-NP существенное внимание будет уделено изучению как р-процессов, так и фотоядерных реакций (γ, n), (γ, p), (γ, α). Вместе с тем ряд экспериментов может быть реализован и на компактных лазерных комплексах, где существенным преимуществом может стать высокий средний поток частиц. Так, в [201] сообщается о наблюдении реакции ${}^{181}\text{Ta}(\gamma, n){}^{180}\text{Ta}$ с порогом реакции 7,6 МэВ и ряда реакций ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, ${}^{63}\text{Cu}(p, n){}^{63}\text{Zn}$, ${}^{48}\text{Ti}(p, n){}^{48}\text{V}$ с пороговыми энергиями от 1,88 до 5 МэВ при использовании пикосекундного лазерного комплекса с пиковой мощностью 10 ТВт.

Актуальной задачей является исследование г-процесса — последовательного захвата ядром нескольких нейтронов с последующим образованием нового тяжёлого стабильного (или долгоживущего) ядра, который считается ответственным за нуклеосинтез тяжёлых стабиль-

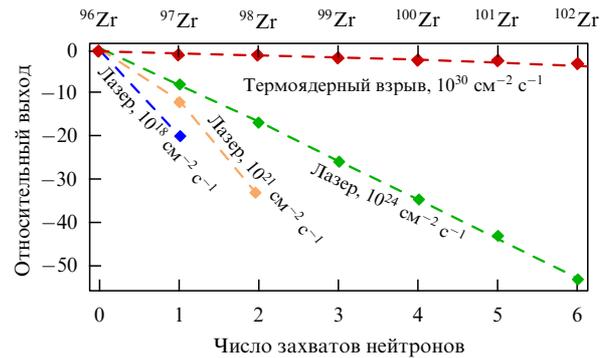


Рис. 14. Относительный выход (в логарифмическом масштабе) изотопов вследствие последовательного захвата нейтронов (г-процесс). Исходная мишень ${}^{96}\text{Zr}$ [99].

ных изотопов с атомным весом свыше 209 [271], и частично — тяжелее Fe [272]. С учётом типичных времён распада г-процесс считается возможным при потоках нейтронов свыше $10^{20} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [273], что существенно превышает потоки нейтронов, достижимые на современных нейтронных генераторах [99], и сравнимо с потоками нейтронов при взрыве термоядерной бомбы [274].

Альтернативным источником лазерно-индуцированных нейтронов в ближайшем будущем может стать реализация процесса скальвания при облучении мишени быстрыми лазерно-ускоренными протонами, в котором пиковые потоки нейтронов могут достичь $10^{24} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Так, при использовании мультитераваттных лазерных систем, создаваемых в рамках проекта ELI, следует ожидать $> 10^{12}$ нейтронов в импульсе длительностью 0,7 нс в свинцовой мишени, т.е. потока нейтронов в $10^{22}-10^{23} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Ожидается, что дальнейшая оптимизация позволит повысить эти потоки на один-два порядка. На рисунке 14 [99] представлены результаты расчётов возможного числа последовательных захватов нейтронов для изотопа ${}^{96}\text{Zr}$ при различных пиковых потоках нейтронов. Нейтронные источники, использующие современные мощные лазеры, обеспечивают поток нейтронов в $10^{18} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ в импульсе длительностью порядка 1 нс, что соответствует s-процессу (захвату лишь одного нейтрона). Ожидаемый поток при использовании вводимых в эксплуатацию мультитераваттных лазерных систем достигнет $10^{24} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, что уже обеспечивает захват нескольких нейтронов. Для сравнения на том же рисунке приведена расчётная зависимость для однократного микросекундного нейтронного импульса вследствие термоядерного взрыва. В таблице 3 представлены

Таблица 3. Сравнительные характеристики ряда нейтронных источников

Установка	Пиковый поток нейтронов, $\text{n c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	Средний поток нейтронов, $\text{n c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	Длительность импульса нейтронов, нс	Частота следования импульсов, Гц	Ссылка
ILL	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{15}$	Непрерывный	Непрерывный	[275]
SNS	$\sim 10^{16}$	$\sim 10^{12}$	1000	60	[275]
Функционирующие лазерные источники	$\sim 10^{18}-10^{19}$	$\sim 5 \times 10^5-5 \times 10^6$	1	5×10^{-4}	[97, 276, 277]
Создаваемые лазерные источники	$\sim 10^{22}-5 \times 10^{24}$	$10^{11}-5 \times 10^{13}$	0,1–1	0,1–0,01	См. раздел 2.1
NIF (National Ignition Facility)	$> 10^{26}$	$> 10^{10}$	0,01	10^{-5}	[274]

сравнительные характеристики различных источников нейтронов.

5.2. Трансмутация изотопов

Одним из наиболее перспективных методов трансмутации долгоживущих ядерных изотопов является облучение образца, содержащего такие изотопы, гамма-излучением либо нейтронами с образованием нового изотопа со значительно меньшим временем жизни [4, 278]. Это важно для дезактивации отработанного топлива современных атомных электростанций (которое содержит в высоких концентрациях ряд долгоживущих изотопов: ^{129}I , ^{135}Cs и др.). В отсутствие переработки отработанное топливо должно храниться сотни тысяч лет, современные методы переработки и разделения изотопов сокращают необходимое время хранения на порядок, а трансмутация позволяет сократить это время ещё на два порядка — до нескольких сотен лет, при сокращении объёма хранимых отходов в 100 раз. В настоящее время считается, что эффективная трансмутация может быть осуществлена при облучении образцов нейтронами, сгенерированными при спаллянии с помощью протонного пучка от линейного ускорителя (например, европейский проект MYRRHA [279]).

В работе [280] впервые была экспериментально продемонстрирована лазерно-индуцированная трансмутация изотопа ^{129}I с временем жизни 15,7 млн лет в изотоп ^{128}I с временем жизни ~ 25 мин в реакции $^{129}\text{I}(\gamma, n)^{128}\text{I}$. Гамма-излучение было получено при облучении толстой мишени из золота лазерным импульсом с интенсивностью 5×10^{20} Вт см $^{-2}$. Получена также оценка сечения этого процесса: 97 ± 40 мб. Ряд недавних работ посвящён аналитико-расчётному обоснованию выбора оптимальных схем генерации гамма-пучка для трансмутации и параметров используемого для этого лазерного излучения [281–284]. В целом можно заключить, что в настоящее время подходы, основанные на лазерно-индуцированной генерации гамма-излучения, проигрывают более традиционным подходам на основе ускорителей электронов, однако развитие лазерных технологий позволит в ближайшей перспективе увеличить выход реакции на четыре-пять порядков. Отметим, что в настоящее время рассматривается также возможность применения для трансмутации интенсивных потоков нейтронов, сформированных в режиме скальвания при использовании лазерно-ускоренных протонов [4, 278].

5.3. Использование гамма-источников при решении проблем безопасности, ядерного нераспространения и борьбы с терроризмом

Решение проблем ядерной безопасности было главной темой первой конференции по ядерной фотонике [3]. Основное внимание было уделено созданию досмотровых комплексов для крупнотоннажных контейнеров с целью обнаружения делящихся материалов. В более широком плане для обеспечения национальной безопасности важен контроль перемещения опасных или стратегически важных грузов, таких как взрывчатые вещества, редкие и драгоценные металлы. Проводить такой контроль можно, сканируя содержимое транспортных контейнеров гамма-излучением.

На сегодня наиболее эффективным методом идентификации делящихся материалов в контейнерах считается регистрация запаздывающих нейтронов, образующихся

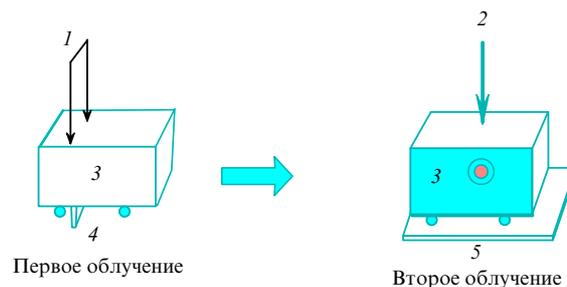


Рис. 15. Двухступенчатый метод определения делящихся материалов в крупногабаритных контейнерах: 1, 2 — пучок тормозных фотонов в виде линейки ($E_{\text{max}} = 7$ МэВ) и узкого пучка ($E_{\text{max}} = 25$ МэВ) соответственно, 3 — движущийся контейнер, 4 — линейка гамма-детектора, 5 — детектор запаздывающих нейтронов.

под действием мощного гамма-пучка [285]. Однако мощный гамма-пучок большой площади, во-первых, трудно создать, и, во-вторых, он радиационно опасен. Поэтому предлагалась двухступенчатая процедура сканирования (рис. 15). Сначала широким гамма-пучком малой интенсивности (10^3 фотон с $^{-1}$ на пиксель) облучается весь движущийся контейнер. Размер пикселя как элементарной ячейки детектора (около 1 см) определяется задаваемым координатным разрешением. Количество пикселей зависит от размеров контейнера и выбранной методики измерений. С помощью метода поглощения на широком пучке относительно малой интенсивности на единицу площади можно определить наличие тяжёлых по плотности веществ внутри контейнера. В случае обнаружения такого объекта проводится повторное облучение узким направленным гамма-пучком большой интенсивности, которая необходима для получения достаточно большого выхода запаздывающих нейтронов.

Проведённые на основе моделирования оценки [285] показали, что объект типа ^{239}Pu с плотностью $\rho = 19,84$ г см $^{-3}$, который характеризуется минимальным выходом запаздывающих нейтронов (порядка 6×10^{-3} на акт деления) по сравнению с другими актинидами, может быть обнаружен в контейнере при следующих условиях. Образец объёмом 1 см 3 расположен в центре стального контейнера объёмом 1 м 3 с толщиной стенок 2 мм. Чтобы зарегистрировать 1000 запаздывающих нейтронов, необходимо создать дозу облучения порядка 10^{10} см $^{-2}$ с энергией от 12 до 16 МэВ. Такая доза может быть получена на ускорителе электронов с энергией 16 МэВ и током 100 мкА за время порядка 1 с при использовании конвертера из вольфрама или тантала толщиной 100 мкм. Оптимальный детектор большой площади (2×2 м) с эффективностью порядка 30 % для регистрации нейтронов может быть создан на базе жидкого сцинтиллятора, широко используемого в нейтринных экспериментах. Поперечный размер одного пикселя составляет 10 см 2 . В качестве детекторов на каждом пикселе устанавливается стандартный кремниевый фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с площадью катода 10 мм 2 . Как показывают оценки, оптимальное время измерений после секундной экспозиции должно составлять 10 с. Эксперимент по регистрации запаздывающих нейтронов, выполненный в работе [113] на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5, показал надёжность результатов, полученных при моделировании. На рисунке 16 показана схема эксперимента. Для разделения

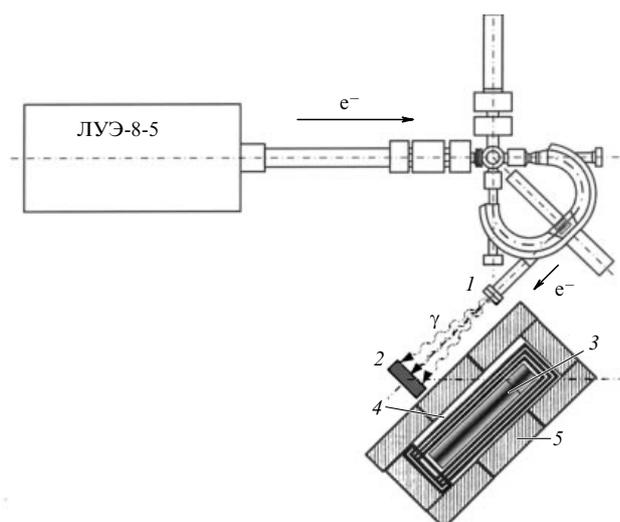


Рис. 16. 1 — радиатор (W), 2 — образец (^{238}U), 3 — детектор (стильбен 50 мм (диаметр) \times 50 мм) + ФЭУ, 4, 5 — защита (три слоя Pb толщиной 2 мм каждый + 50 мм Pb соответственно).

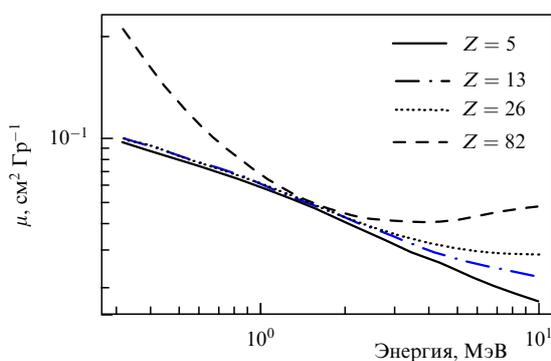


Рис. 17. Массовый коэффициент ослабления гамма-пучка для различных материалов [286].

нейтронов на фоне гамма-квантов использовалась методика разделения сигналов по форме импульса [286].

В современных досмотровых аппаратах используется так называемый дуальный метод [287], в котором сканирование производится дважды на тормозном пучке с разной верхней границей спектра. Массовый коэффициент ослабления в зависимости от энергии фотонов показан для разных материалов на рис. 17.

На рисунке 17 можно выделить три энергетические области: начальную, в которой доминирует фотоэлектрический эффект и могут быть разделены только материалы с большим зарядом ядра; среднюю, в которой доминирует комптоновское рассеяние и материалы практически неразличимы, и наконец, область, где основное влияние оказывает процесс рождения электрон-позитронных пар и материалы различаются достаточно хорошо. Среди недостатков метода дуальных энергий следует отметить необходимость сканирования при двух различных энергиях пучка, что приводит к усложнению конструкции сканера и процедуры облучения. Поэтому в работе [288] был предложен альтернативный подход: использовать только один электронный пучок с энергией 10 МэВ, но измерять не только пространственное, но и энергетическое распределение гамма-квантов, прошедших через контейнер. Результаты моделирования и пер-

вые эксперименты на тормозном пучке с энергией 8 МэВ [288] показали перспективность предлагаемого метода. Был сформулирован критерий, отличающий различные материалы по относительной доле числа фотонов с энергией больше 3 МэВ. Такой критерий позволяет эффективно различать материалы по атомному заряду.

5.4. Ядерная биология и медицина

Лазерно-ускоренные электроны, генерируемое ими рентгеновское излучение, лазерно-ускоренные ионы имеют большой потенциал в биологии и медицине, заменяя и дополняя методы, основанные на использовании традиционных ускорителей частиц и рентгеновских генераторов [289]. Хотя в настоящее время средние потоки частиц при ускорении лазерным излучением намного ниже, чем в традиционных схемах, следует учесть, что лазерные методы находятся в самом начале своего развития и при этом стремительно совершенствуются. Следует также обратить внимание на обеспечиваемую лазерными методами возможность ускорения ионов практически любого наперед заданного атома при оперативной замене используемой мишени без какой-либо переналадки остальной экспериментальной схемы.

Одним из интересных применений пучков лазерно-ускоренных ионов (в первую очередь — протонов и дейтронов) является наработка короткоживущих изотопов для методик однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (SPECT) и позитронно-эмиссионной томографии (PET) [67]. В большинстве случаев для получения таких изотопов используются пучки быстрых (10–30 МэВ) протонов в реакциях $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$ (для SPECT) или $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$, $^{18}\text{F}(p, n)^{18}\text{O}$ и др. (для PET).

Впервые об экспериментальной реализации таких реакций с использованием лазерно-ускоренных протонов сообщалось в [290–292]. Полное число изотопов было невелико. В работе [291] с использованием лазера с "высокой" (10 Гц) частотой следования импульсов и энергией 0,8 Дж за 0,5 ч облучения в реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ была достигнута активность 13,4 МБк (или 0,3 мКи). С использованием современных и перспективных лазерных систем следует ожидать увеличения активности до 10 и более ГБк (что уже превышает терапевтическую дозу) за счёт увеличения частоты следования до 10 кГц и интенсивности до 4×10^{20} Вт см $^{-2}$ [293].

Изотопы для PET (^{11}C , ^{13}N , ^{15}O и др.) могут быть получены при облучении не только протонами, но и дейтронами. В [294] наработанная за 200 с активность для изотопа ^{11}C была 100 Бк (10 Гц, 70 ТВт). Проведённые в [295, 296] расчёты показали, что активность может существенно превысить 1 ГБк за несколько минут облучения.

Экспериментальных работ по наработке изотопа ^{99m}Tc с помощью лазерно-ускоренных протонов или более тяжёлых ионов нет. Это связано с тем, что для реакции $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$ необходимы протоны с энергией 10–50 МэВ [67]. Расчёты показывают, что при использовании лазерной системы проекта ICAN можно за 1 ч накопить активность в 100 ГБк. Другим возможным вариантом наработки этого изотопа является использование для реализации реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ в области ГДР (8–14 МэВ) гамма-пучка томсоновского лазерного генератора [297]. При потоке фотонов 10^{13} γ с $^{-1}$ с максимальной энергией 14 МэВ расчётная активность может

достичь 3 Гбк за оптимальное время облучения, равное 6 ч. Приведённый поток гамма-квантов соответствует проектным параметрам установки ELI-NP.

Другим перспективным вариантом использования протонов с относительно небольшой, до 30 МэВ, энергией и генерируемых ими нейтронов в медицине является терапия, основанная на реакциях со стабильными изотопами бора, $^{11}\text{B}(p,3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Для первой реакции достаточны протоны с энергией около 1 МэВ (максимум сечения достигается при 675 кэВ [298]). Во втором случае необходимы надтепловые нейтроны с энергиями менее 0,4 эВ, которые могут быть получены замедлением пучка быстрых нейтронов [299], появляющихся в реакциях типа $d(p, n + p)r$, $d(d, n)^3\text{He}$ [98] и др. Существенным преимуществом данной методики являются чрезвычайно малые, около 10 мкм, пробеги вторичных частиц, обеспечивающие локализацию воздействия на клетку [300].

Ещё одно перспективное направление исследований — протонная и адронная терапия опухолевых тканей (ИВТ) [301], в первую очередь глубоколежащих (костные ткани, мозг и т.п.). Необходимые энергии протонов и адронов в этом случае составляют 100–350 МэВ на нуклон [302]. Впервые на возможность использования лазерно-ускоренных протонов для решения этих задач было указано в [303, 304]. Обзоры по данной тематике приведены в [66, 305, 306]. В частности, сочетание быстрого оптического управления ионным пучком с концентрацией воздействующей дозы в коротких микробанчах может дать возможность облучения движущихся либо слабо зафиксированных объектов [307]. Основными сдерживающими факторами являются недостаточная энергия получаемых в настоящее время ионов, а также жёсткие требования к монохроматичности и расходимости пучка. В частности, это определяет довольно категоричные выводы [308] о том, что лазерные ускорители ионов для ИВТ не имеют явных преимуществ перед традиционными ускорителями и не готовы их заменить. Достигнутый в последние годы существенный прогресс в методах и подходах лазерного ускорения ионов позволяет, тем не менее, надеяться на изменение указанной парадигмы. В частности, следует отметить такие проекты, как ELIMED [309, 310] и A-SAIL [311], целью которых является разработка соответствующих технологий и создание прототипов установок для проведения ИВТ в ближайшей перспективе.

6. Заключение

Согласно материалам настоящего обзора можно сделать вывод о том, что новое научное направление под названием "ядерная фотоника" завоевало право на существование. И дело не только в том, что оно объединило много междисциплинарных направлений, но и в том, что оно способствовало развитию новых методов получения релятивистских частиц с энергией выше порога ядерных реакций. В первую очередь ядерная фотоника связана с созданием гамма-источников нового поколения на основе метода обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на релятивистских электронах. Этот метод позволил получить достаточно высокую энергию и интенсивность гамма-пучка, малую угловую расходимость, высокую степень поляризации. К настоящему времени установлены основные механизмы ускорения частиц в лазерной плазме. На лазерных пучках высокой

пиковой мощности проводятся работы по получению стабильных пучков релятивистских электронов, позитронов, нейтронов и гамма-квантов, соответствующих по своим характеристикам задачам ядерной фотоники. Основным преимуществом таких источников является малая длительность и высокая пиковая яркость.

Большой прогресс достигнут в изучении нелинейных эффектов квантовой электродинамики при взаимодействии лазерного излучения с электронами, в частности, в комптоновском рассеянии. В ближайшем будущем ожидаются эксперименты по значительному увеличению выхода фотонов (на несколько порядков) за счёт контроля процесса нелинейного рассеяния Комптона с помощью chirpирования лазерных импульсов. Это позволит создавать очень компактные источники гамма-излучения и значительно расширит географию их использования.

В настоящее время классические исследования электромагнитных взаимодействий ядер получили продолжение на более высоком уровне. Особенно это касается проблемы изучения оптической анизотропии атомных ядер, впервые сформулированной А.М. Балдиным для описания механизмов коллективных возбуждений ядер. Ключевой задачей является измерение правил сумм, связывающих полные сечения фотопоглощения ядер с фундаментальными характеристиками нуклона, включая аномальный магнитный момент. Получены новые экспериментальные данные по исследованию фотоядерных реакций вблизи порога с использованием реальных и виртуальных фотонов, включая информацию о радиационных силовых функциях.

Важной задачей ядерной фотоники представляется исследование низкоэнергетических изомерных уровней вблизи основного либо метастабильного состояния ядра, которые крайне важны для фундаментальной физики ядра, а в перспективе могут стать основой целого ряда уникальных приложений (стандарты частоты, квантовые вычисления, ядерные источники энергии и др.).

Существенными факторами, способствующими развитию ядерной фотоники, стали многочисленные прикладные и междисциплинарные исследования, включая астрофизику, материаловедение, гамма-томографию крупнотоннажных контейнеров, биологию и медицину. Это стало возможным благодаря созданию гамма-источников нового поколения.

Отметим также, что лазерно-плазменные и традиционные ускорительные установки не конкурируют, а дополняют друг друга. В первом случае формируются импульсные пучки высокой пиковой мощности при малой длительности импульса и сравнительно низкой частоте их следования, а во втором — (квази)непрерывные пучки для проведения совпадательных экспериментов.

Благодарности. Настоящая работа частично поддержана РФФИ в рамках проектов 19-02-00740, 19-02-00104, а также РФФИ и Госкорпорацией "Росатом" в рамках научного проекта 20-21-00030.

Список литературы

1. Barty C, Pietralla N, Hajima R (Eds) *First Intern. Conf. on Nuclear Photonics, 2016, Monterey, Calif. Abstract Book* (Proc. SPIE, Vol. 10419) (Livermore, Calif.: Lawrence Livermore National Laboratory, 2017) <https://doi.org/10.1117/12.2280421>
2. Habs D et al. *AIP Conf. Proc.* **1462** 177 (2012)

3. Hayakawa T et al. (Eds) *Nuclear Physics and Gamma-Ray Sources for Nuclear Security and Nonproliferation. Proc. of the Intern. Symp., Ricotti, Tokai-mura, Japan, 28–30 January 2014* (Singapore: World Scientific, 2014)
4. Mourou G *Rev. Mod. Phys.* **91** 030501 (2019)
5. Kessel A et al. *Optica* **5** 434 (2018)
6. Danson C N et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e64 (2019)
7. Nedorezov V et al. *Phys. Scr.* **94** 015303 (2019)
8. Беляев В С и др. *УФН* **178** 823 (2008); Belyaev V S et al. *Phys. Usp.* **51** 793 (2008)
9. Dmitrov D et al., in *Proc. 28th European Conf. on Laser-Matter Interaction, Roma, 2004*, p. 591
10. Флегентов В А и др., в сб. *Забабахинские научные чтения. Сборник материалов Международной конф. 18–22 марта 2019* (Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2019) с. 112
11. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
12. Mourou G et al. (Eds), ELI – Extreme Light Infrastructure. White-book. Science and Technology with Ultra-Intense Lasers. 2011, <http://eli-laser.eu/media/1019/eli-whitebook.pdf>
13. ELI Beamlines, <http://www.eli-beams.eu>
14. ELI Nuclear Physics, <http://www.eli-np.ro>
15. ELI Attosecond, <http://www.eli-alps.hu>
16. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
17. Exawatt Center for Extreme Light Studies, <https://xcels.iapras.ru/>
18. Mourou G et al. *Nat. Photon.* **7** 258 (2013)
19. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
20. Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
21. Faure J et al. *Nature* **431** 541 (2004)
22. Geddes C G R et al. *Nature* **431** 538 (2004)
23. Mangles S P D et al. *Nature* **431** 535 (2004)
24. Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
25. Schlenvoigt H-P et al. "Laser-based particle acceleration", in *Advances in Solid State Lasers Development and Applications* (Ed. M Grishin) (Rijeka: InTech, 2010) ID 24
26. Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229 (2009)
27. Krushelnick K, Malka V *Laser Photon. Rev.* **4** 42 (2010)
28. Lu W et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 061301 (2007)
29. Kim H T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002 (2013)
30. Wang X et al. *Nat. Commun.* **4** 1988 (2013)
31. Leemans W P et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 245002 (2014)
32. Gonsalves A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801 (2019)
33. Faure J et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014012 (2019)
34. Soloviev A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **653** 35 (2011)
35. Perevalov S E et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 094004 (2020)
36. Kando M et al. *AIP Conf. Proc.* **1024** 197 (2008)
37. Schroeder C B et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 101301 (2010)
38. Nakajima K et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 091301 (2011)
39. Gizzi L A, in *Laser-Driven Sources High Energy Particles and Radiation. Lecture Notes of the "Capri" Advanced Summer School 231* (Springer Proceedings in Physics, Vol. 231, Eds L A Gizzi et al.) (Cham: Springer, 2019) p. 1
40. EuPRAXIA, <https://www.eupraxia-project.eu/home.html>
41. Ferran Pousa A et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 054801 (2019)
42. Tajima T, Nakajima K, Mourou G *Riv. Nuovo Cimento* **40** 33 (2017)
43. Hidding B et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 195002 (2010)
44. Pae K H, Choi I W, Lee J *Phys. Plasmas* **17** 123104 (2010)
45. Masson-Laborde P E et al. *Phys. Plasmas* **21** 123113 (2014)
46. De La Ossa A M et al. *Philos. Trans. R. Soc. A* **377** 2151 (2019)
47. Debus A et al. *Phys. Rev. X* **9** 031044 (2019)
48. Palastro J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 134802 (2020)
49. Krueer W L, Estabrook K *Phys. Fluids* **28** 430 (1985)
50. Pukhov A, Sheng Z-M, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Plasmas* **6** 2847 (1999)
51. Rax J M *Phys. Fluids B* **4** 3962 (1992)
52. Sheng Z-M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 055004 (2002)
53. Gordon D et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2133 (1998)
54. Цымбалов И Н и др. *Квантовая электроника* **49** 386 (2019); Tsymbalov I N et al. *Quantum Electron.* **49** 386 (2019)
55. Macchi A *A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer* (New York: Springer, 2013)
56. Gibbon P *Short Pulse Laser Interactions with Matter: an Introduction* (London: Imperial College Press, 2005)
57. Beg F N et al. *Phys. Plasmas* **4** 447 (1997)
58. Compant La Fontaine A *J. Phys. D* **47** 325201 (2014)
59. Key M H et al. *Phys. Plasmas* **5** 1966 (1998)
60. Ma Y et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **115** 6980 (2018)
61. Tsymbalov I et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 075016 (2019)
62. Compant La Fontaine A et al. *Phys. Plasmas* **26** 113109 (2019)
63. Macchi A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 039501 (2014)
64. Macchi A, Borghesi M, Passoni M *Rev. Mod. Phys.* **85** 751 (2013)
65. Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401 (2012)
66. Буланов С В и др. *УФН* **184** 1265 (2014); Bulanov S V et al. *Phys. Usp.* **57** 1149 (2014)
67. Быченков В Ю и др. *УФН* **185** 77 (2015); Bychenkov V Yu et al. *Phys. Usp.* **58** 71 (2015)
68. Wilks S C et al. *Phys. Plasmas* **8** 542 (2001)
69. Schreiber J et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 045005 (2006)
70. Snavely R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945 (2000)
71. Clark E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 670 (2000)
72. Maksimchuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108 (2000)
73. Wagner F et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 205002 (2016)
74. Toncian T et al. *Science* **312** 410 (2006)
75. Clark E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1654 (2000)
76. Hegelich B M et al. *Phys. Plasmas* **12** 056314 (2005)
77. Волков Р В и др. *Квантовая электроника* **33** 981 (2003); Volkov R V et al. *Quantum Electron.* **33** 981 (2003)
78. Gordienko V M et al. *Appl. Phys. B* **80** 733 (2005)
79. Hegelich B M et al. *Nature* **439** 441 (2006)
80. Schwoerer H et al. *Nature* **439** 445 (2006)
81. Tayyab M et al. *Phys. Plasmas* **25** 123102 (2018)
82. Esirkepov T et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003 (2004)
83. Martins S F et al. *Astrophys. J* **695** L189 (2009)
84. Yin L et al. *Phys. Plasmas* **14** 056706 (2007)
85. Jung D et al. *Phys. Plasmas* **20** 083103 (2013)
86. Nishiuchi M et al. *Phys. Plasmas* **22** 033107 (2015)
87. Petrov G M et al. *Phys. Plasmas* **23** 063108 (2016)
88. Sharma A, Kamperidis C *Sci. Rep.* **9** 13840 (2019)
89. Rykovanov S G et al. *New J. Phys.* **10** 113005 (2008)
90. Bulanov S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 135003 (2010)
91. Tamburini M et al. *Phys. Rev. E* **85** 016407 (2012)
92. Badiak J J. *Phys. Conf. Ser.* **959** 012001 (2018)
93. Быченко В Ю, Тихончук В Т, Толоконников С В *ЖЭТФ* **115** 2080 (1999); Bychenkov V Y, Tikhonchuk V T, Tolokonnikov S V *J. Exp. Theor. Phys.* **88** 1137 (1999)
94. Ledingham K W D, Galster W *New J. Phys.* **12** 045005 (2010)
95. Alvarez J et al. *Phys. Procedia* **60** 29 (2014)
96. Bolton P R, Parodi K, Schreiber J *Applications of Laser-Driven Particle Acceleration* (Boca Raton, FL: CRC Press, Taylor and Francis Group, 2018)
97. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 044802 (2013)
98. Kar S et al. *New J. Phys.* **18** 053002 (2016)
99. Chen S N et al. *Matter Radiat. Extremes* **4** 054402 (2019)
100. Mirfayzi S R et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 044101 (2017)
101. Di Piazza A et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177 (2012)
102. Chen H et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 015003 (2010)
103. Chen H et al. *Phys. Plasmas* **20** 013111 (2013)
104. Liang E et al. *Sci. Rep.* **5** 13968 (2015)
105. Xu T et al. *Phys. Plasmas* **23** 033109 (2016)
106. Ecklund S D, in *Workshop on Intense Positron Beams, Idaho Falls, ID, USA, 18–19 June 1987* (Eds W P Kells, E H Ottewitte) (Singapore: World Scientific, 1988) p. 42; SLAC-PUB-4437
107. Горлова Д А и др. *Квантовая электроника* **47** 522 (2017); Gorlova D A et al. *Quantum Electron.* **47** 522 (2017)
108. Недорезов В Г, Туринге А А, Шагунов Ю М *УФН* **174** 353 (2004); Nedorezov V G, Turinge A A, Shatunov Yu M *Phys. Usp.* **47** 341 (2004)
109. Sun C, Wu Y K *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 044701 (2011)
110. Rykovanov S G et al. *J. Phys. B* **47** 234013 (2014)
111. Krafft G A, Priebe G *Rev. Accel. Sci. Technol.* **03** 147 (2010)
112. Hajima R *Phys. Procedia* **84** 35 (2016)
113. Недорезов В Г, Савельев-Трофимов А Б *Ядерная физика и инженеринг* **7** 479 (2016); Пер. на англ. яз.: Nedorezov V G, Savel'ev-Trofimov A B *Phys. At. Nucl.* **80** 1477 (2017)
114. Ur C A *AIP Conf. Proc.* **1645** 237 (2015)
115. Corde S et al. *Rev. Mod. Phys.* **85** 1 (2013)
116. Schwoerer H et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 014802 (2006)
117. Та Phuoc K et al. *Nat. Photon.* **6** 308 (2012)
118. Tsai H E et al. *AIP Conf. Proc.* **1777** 080006 (2016)
119. Yu C et al. *Sci. Rep.* **6** 29518 (2016)
120. Chen S et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 155003 (2013)
121. Powers N D et al. *Nat. Photon.* **8** 28(2014)
122. Liu C et al. *Opt. Lett.* **39** 4132 (2014)
123. Rykovanov S G et al. *J. Phys. B* **47** 234013 (2014)
124. Geddes C G et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **350** 116 (2015)
125. Geddes C G et al. *AIP Conf. Proc.* **1777** 110002 (2016)
126. Leemans W "Laser technology for k-BELLA and beyond", Technical Report (Berkeley, CA: Lawrence Berkeley National Laboratory, 2017)

127. Hartemann F V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 130801 (2010)
128. Sarachik E S, Schappert G T *Phys. Rev. D* **1** 2738 (1970)
129. Alferov D F et al. *Part. Accel.* **9** 223 (1979)
130. Clarke J *The Science and Technology of Undulators and Wigglers* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2004)
131. Берестецкий В, Лифшиц Е М, Пятаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Физматлит, 2004); Пер. на англ. яз.: Berestetskii V, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Quantum Electrodynamics* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1982)
132. Wolkow D M Z. *Phys.* **94** 250 (1935)
133. Di Piazza A et al. *Phys. Rev. Mod. Phys.* **84** 1177 (2012)
134. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **47** 1130 (1964); Nikishov A I, Ritus V I *Sov. Phys. JETP* **20** 757 (1965)
135. Esarey E, Ride S K, Sprangle P *Phys. Rev. E* **48** 3003 (1993)
136. Hartemann F V et al. *Phys. Rev. E* **54** 2956 (1996)
137. Heinzl T, Seipt D, Kämpfer B *Phys. Rev. A* **81** 022125 (2010)
138. Brau C A *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **7** 020701 (2004)
139. Seipt D, Kämpfer B *Phys. Rev. A* **83** 022101 (2011)
140. Kharin V Yu, Seipt D, Rykovanov S G *Phys. Rev. A* **93** 063801 (2016)
141. Seipt D et al. *J. Plasma Phys.* **82** 655820203 (2016)
142. Krajewska K, Kamiński J Z *Phys. Rev. A* **85** 062102 (2012)
143. Krajewska K, Twardy M, Kamiński J Z *Phys. Rev. A* **89** 052123 (2014)
144. Krafft G A *Phys. Rev. Lett.* **92** 204802 (2004)
145. Mackenroth F, Di Piazza A *Phys. Rev. A* **83** 032106 (2011)
146. Boca M, Florescu V *Phys. Rev. A* **80** 053403 (2009)
147. Нарожный Н Б, Фофанов М С *ЖЭТФ* **110** 26 (1996); Narozhnyi N B, Fofanov M S *J. Exp. Theor. Phys.* **83** 14 (1996)
148. Ruijter M, Kharin V Y, Rykovanov S G *J. Phys. B* **51** 225701 (2018)
149. Maroli C et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16** 030706 (2013)
150. Englert T J, Rinehart E A *Phys. Rev. A* **28** 1539 (1983)
151. Babzien M et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 054802 (2006)
152. Sakai Y et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** 060702 (2015)
153. Sakai Y et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **20** 060701 (2017)
154. Chen S, Maksimchuk A, Umstadter D *Nature* **396** 653 (1998)
155. Bula C et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116 (1996)
156. Sarri G et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 224801 (2014)
157. Khrennikov K et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 195003 (2015)
158. Yan W et al. *Nat. Photon.* **11** 514 (2017)
159. Cole J M et al. *Phys. Rev. X* **8** 11020 (2018)
160. Hartemann F V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 130801 (2010)
161. Ghebregziabher I, Shadwick B A, Umstadter D *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16** 030705 (2013)
162. Terzić B et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 074801 (2014)
163. Rykovanov S G et al. *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 030701 (2016)
164. Terzić B, Reeves C, Krafft G A *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 044403 (2016)
165. Maroli C et al. *J. Appl. Phys.* **124** 063105 (2018)
166. Seipt D et al. *Phys. Rev. A* **91** 033402 (2015)
167. Seipt D, Kharin V Yu, Rykovanov S G *Phys. Rev. Lett.* **122** 204802 (2019)
168. Kharin V Yu, Seipt D, Rykovanov S G *Phys. Rev. Lett.* **120** 044802 (2018)
169. Baldin A *Nucl. Phys.* **18** 310 (1960)
170. Torresand J, Torner L (Eds) *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum* (Weinheim: Wiley-VCH, 2011)
171. Wang J W, Zepf M, Rykovanov S G *Nat. Commun.* **10** 5554 (2019)
172. Gorchtein M et al. *Phys. Rev. C* **70** 055202 (2004)
173. Gerasimov S *Phys. Lett.* **5** 259 (1963)
174. Drell S D, Hearn A C *Phys. Rev. Lett.* **16** 908 (1966)
175. Gell-Mann M, Goldberger M L *Phys. Rev.* **96** 1433 (1954)
176. Gurevich G et al. *Nucl. Phys. A* **273** 326 (1976)
177. Eisenberg J M, Greiner W *Nuclear Theory Vol. 1 Nuclear Models - Collective and Single Particle Phenomena* (Amsterdam: North-Holland Pub. Co., 1975); Пер. на русск. яз.: Айзенберг И, Грейнер В *Модели ядер: Коллективные и одночастичные явления* (М.: Атомиздат, 1975)
178. Kanada-En'yo Y, Shikata Y *Phys. Rev. C* **95** 064319 (2017)
179. Соловьев В Г *Теория сложных ядер* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Soloviev V G *Theory of Complex Nuclei* (Oxford: Pergamon Press, 1976)
180. Камерджиев С П и др. *Ядерная физика* **82** 320 (2019); Kamerdzhiyev S P et al. *Phys. At. Nucl.* **82** 366 (2019)
181. Özel-Tashenov B et al. *Phys. Rev. C* **90** 024304 (2014)
182. Govaert K et al. *Phys. Rev. C* **57** 2229 (1998)
183. Weller H R, Ahmed M W, Wu Y K *Nucl. Phys. News* **25** (3) 19 (2015)
184. Levinger J S *Nuclear Photo-Disintegration* (London: Oxford Univ. Press, 1960); Пер. на русск. яз.: Левинджер Д *Фотоядерные реакции* (М.: ИЛ, 1962)
185. Ahrens J et al. *Nucl. Phys. A* **251** 479 (1975)
186. Казаков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 445 (1984); Kazakov A A et al. *JETP Lett.* **40** 1271 (1984)
187. Sanabria J C et al. *Phys. Rev. C* **61** 034604 (2000)
188. Muccifora V et al. *Phys. Rev. C* **60** 064616 (1999)
189. Недорезов В Г, Ранюк Ю Н *Фотоделение ядер за гигантским резонансом* (Киев: Наукова думка, 1989)
190. Fermi E Z. *Phys.* **29** 315 (1924)
191. Weizsacker C Z. *Phys.* **29** 612 (1934)
192. Williams E J *Phys. Rev.* **45** 729 (1934)
193. Barber W, Wiedling T *Nucl. Phys.* **18** 575 (1960)
194. Volynec E et al. *Nucl. Phys. A* **224** 205 (1975)
195. Поликанов С М *Изомерия формы атомных ядер* (М.: Атомиздат, 1977)
196. Недорезов В Г, Поликанов С М *ЭЧАЯ* **8** 374 (1977)
197. Norreys P A et al. *Phys. Plasmas* **6** 2150 (1999)
198. Ledingham K W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 899 (2000)
199. Cowan T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 903 (2000)
200. Spencer I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **73** 3801 (2002)
201. Belyaev V S et al. *Laser Phys.* **721** 1398 (2011)
202. Spohr K M et al. *New J. Phys.* **10** 043037 (2008)
203. Цыббалов И Н и др. *Ядерная физика* **80** 189 (2017); Tsybbalov I N et al. *Phys. At. Nucl.* **80** 397 (2017)
204. Ericson T, Weise W *Pions and Nuclei* (Oxford: Clarendon Press, 1988); Пер. на русск. яз.: Эрикссон Т, Вайзе В *Пионы и ядра* (М.: Наука, 1991) с. 335
205. Tsybmalov I et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** (2) 022001 (2021)
206. Недорезов В Г, Савельев-Трофимов А Б *Ядерная физика и инжиниринг* **7** 479 (2016)
207. Андреев А В, Гордиенко В М, Савельев А Б *Квантовая электроника* **31** 941 (2001); Andreev A V, Gordienko V M, Savel'ev A B *Quantum Electron.* **31** 941 (2001)
208. Карамян С А *ЭЧАЯ* **39** 951 (2008); Karamian S A *Phys. Part. Nucl.* **39** 490 (2008)
209. Ткаля Е В *УФН* **175** 555 (2005); Tkalya E V *Phys. Usp.* **48** 525 (2005)
210. Okamoto K, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena Vol. 4A* (Eds H J Schwarz, H Hora) (Boston, Mass.: Springer, 1977) p. 283
211. Летохов В С *ЖЭТФ* **64** 1555 (1973); Letokhov V S *Sov. Phys. JETP* **37** 787 (1973)
212. Андреев А *Вестн. МГУ Сер. 3. Физика. Астрономия* **35** 28 (1994)
213. Oganessian Y, Karamian S *Laser Phys.* **2** 336 (1995)
214. Tkalya E V *Phys. Rev. Lett.* **106** 162501 (2011)
215. Peik E, Tamm C *Europhys. Lett.* **61** 181 (2003)
216. Campbell C J et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 120802 (2012)
217. Kazakov G A et al. *New J. Phys.* **14** 083019 (2012)
218. von der Wense L, Seiferle B, Thiroff P G *Meas. Tech.* **60** 1178 (2018)
219. Gunst J, Keitel C H, Pálffy A *Sci. Rep.* **6** 25136 (2016)
220. Cohen R L, Miller G L, West K W *Phys. Rev. Lett.* **41** 381 (1978)
221. Gerdau E, DeWaard H *Hyperfine Interact.* **123-124** 847 (1999)
222. Pálffy A, Evers J, Keitel C H *Phys. Rev. C* **77** 044602 (2008)
223. Gunst J et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 082501 (2014)
224. Méot V et al. *Phys. Rev. C* **75** 064306 (2007)
225. Helmer R G, Reich C W *Phys. Rev. C* **49** 1845 (1994)
226. Tkalya E V et al. *Phys. Scr.* **53** 296 (1996)
227. Thielking J et al. *Nature* **556** 321 (2018)
228. Seiferle B et al. *Nature* **573** 243 (2019)
229. Seiferle B, von der Wense L, Thiroff P G *Phys. Rev. Lett.* **118** 042501 (2017)
230. Harston M R, Chemin J F *Phys. Rev. C* **59** 2462 (1999)
231. Андреев А В и др. *ЖЭТФ* **118** 1343 (2000); Andreev A V et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **91** 1163 (2000)
232. Chutko O, A.V. A, Gordienko V M *Laser Phys.* **13** 190 (2003)
233. Stewart J C, Pyatt, Kedar D J *Astrophys. J.* **144** 1203 (1966)
234. Андреев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 312 (1997); Andreev A V et al. *JETP Lett.* **66** 331 (1997)
235. Claverie G et al. *Phys. Rev. C* **70** 044303 (2004)
236. Головин Г В и др. *Квантовая электроника* **41** 222 (2011); Golovin G V et al. *Quantum Electron.* **41** 222 (2011)
237. Savel'ev A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 035004 (2017)
238. Denis-Petit D et al. *Phys. Rev. C* **96** 024604 (2017)
239. Gunst J et al. *Phys. Plasmas* **22** 112706 (2015)
240. Pálffy A, Evers J, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **99** 172502 (2007)
241. Wu Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 052504 (2018)
242. Gunst J et al. *Phys. Rev. E* **97** 063205 (2018)
243. Vinko S M et al. *Nature* **482** 59 (2012)
244. Colgan J et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 125001 (2013)
245. Пикуз С А (мл.) и др. *УФН* **184** 759 (2014); Pikuz S A (Jr.) et al. *Phys. Usp.* **57** 702 (2014)
246. von der Wense L et al. *Eur. Phys. J. A* **56** 176 (2020)

247. Borisyyuk P V et al. *Phys. Rev. C* **100** 044306 (2019)
248. von der Wense L et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 132503 (2017)
249. Masuda T et al. *Nature* **573** 238 (2019)
250. Allaria E et al. *Nat. Photon.* **6** 699 (2012)
251. Saule T et al. *Nat. Commun.* **10** 458 (2019)
252. Krausz F, Ivanov M *Rev. Mod. Phys.* **81** 163 (2009)
253. Corkum P B *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)
254. Kornev A S, Zon B A *Laser Phys. Lett.* **4** 588 (2007)
255. Ганеев Р А *УФН* **183** 815 (2013); Ganeev R A *Phys. Usp.* **56** 772 (2013)
256. Стрелков В В и др. *УФН* **186** 449 (2016); Strelkov V V et al. *Phys. Usp.* **59** 425 (2016)
257. Andreev A V et al. *Phys. Rev. A* **99** 013422 (2019)
258. Horowitz C J, Piekarewicz J, in *Proc. of the Intern. Symp., Electromagnetic Interactions in Nuclear and Hadron Physics, Osaka, Japan, 4–7 December 2001* (Eds M Fujiwara, T Shima) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 63
259. Austin S M, in *Proc. of the Intern. Symp., Electromagnetic Interactions in Nuclear and Hadron Physics, Osaka, Japan, 4–7 December 2001* (Eds M Fujiwara, T Shima) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 73
260. Utsunomiya H et al., in *Proc. of the Intern. Symp., Electromagnetic Interactions in Nuclear and Hadron Physics, Osaka, Japan, 4–7 December 2001* (Eds M Fujiwara, T Shima) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 83
261. Mohr P et al., in *Proc. of the Intern. Symp., Electromagnetic Interactions in Nuclear and Hadron Physics, Osaka, Japan, 4–7 December 2001* (Eds M Fujiwara, T Shima) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 207
262. Langanke K et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 202501 (2004)
263. Gurzadyan V G et al. *Mod. Phys. Lett. A* **20** 491 (2005)
264. Spergel D N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **170** 377 (2007)
265. Bocquet J P et al. *Nucl. Phys. A* **622** c124 (1997)
266. Nedorezov V G "Photonuclear reactions: astrophysics implications", in *Proc. LV National Conf. on Nuclear Physics. Frontiers in the Physics of Nucleus, 2005* (St. Petersburg: St. Petersburg State Univ., 2005)
267. Карнаухов В А, Петров Л А *Ядра, удаленные от линии бета-стабильности* (М.: Энергоиздат, 1981)
268. Remington B A et al. *Science* **284** 1488 (1999)
269. Беляев В С и др. *Ядерная физика* **79** 438 (2016); Belyaev V S et al. *Phys. Atom. Nucl.* **79** 648 (2016)
270. Ишханов Б С, Капитонов И М, Тутынь И А *Нуклеосинтез во Вселенной* (М.: Либроком, 2017)
271. Ratzel U et al. *Phys. Rev. C* **70** 065803 (2004)
272. Wallerstein G et al. *Rev. Mod. Phys.* **69** 995 (1997)
273. Cowan J J, Cameron A G W, Truran J W *Astrophys. J.* **294** 656 (1985)
274. Diamond H et al. *Phys. Rev.* **119** 2000 (1960)
275. Comsan M N H "Spallation neutron sources for science and technology", in *Proc. of the 8th Conf. on Nuclear and Particle Physics, 20–24 Nov. 2011, Hurghada, Egypt*
276. Pomerantz I et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 184801 (2014)
277. Higginson D P et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 054802 (2015)
278. Galés S "Nuclear energy and waste transmutation with high power accelerator and laser systems", https://indico.cern.ch/event/617648/contributions/2517094/attachments/1442136/2220662/18_GALES_IJES_Talk-Nuclear-Transmutation-040417.pdf
279. MYRRHA, <https://myrrha.be/>
280. Ledingham K W D et al. *J. Phys. D* **36** L79 (2003)
281. Irani E, Omidvar H, Sadighi-Bonabi R *Energy Conversion Management* **77** 558 (2014)
282. Wang X-L et al. *Laser Part. Beams* **34** 433 (2016)
283. Wang X L et al. *Phys. Plasmas* **24** 093105 (2017)
284. Rehman H U, Lee J, Kim Y *Int. J. Energy Res.* **42** 236 (2018)
285. Джилаван Л З и др. *ЭЧАЯ* **50** 637 (2019); Dzhilavyan L Z et al. *Phys. Part. Nucl.* **50** 626 (2019)
286. Зеленая А В и др. *ЭЧАЯ* **50** 680 (2019); Zelenaya A et al. *Phys. Part. Nucl.* **50** 581 (2019)
287. Вербицкий С С и др. *Приборы и техника эксперимента* (2) 30 (2012); Verbitsky S S et al. *Instrum. Exp. Tech.* **55** 174 (2012)
288. Spirin D, Berdnikov Y, Gavriush Y *Sci. Tech. Statements St. Petersburg State Polytech. Univ. Phys. Lett.* **83** 3039 (2003)
289. Giulietti A (Ed.) *Laser-Driven Particle Acceleration Towards Radiobiology and Medicine* (Cham: Springer Intern. Publ., 2016)
290. Zepf M et al. *Phys. Plasmas* **8** 2323 (2001)
291. Fritzier S et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 3039 (2003)
292. Ledingham K W D et al. *J. Phys. D* **37** 2341 (2004)
293. Lefebvre E et al. *J. Appl. Phys.* **100** 113308 (2006)
294. Fujimoto M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **80** 113301 (2009)
295. Kimura S, Bonasera A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **637** 164 (2011)
296. Maksimchuk A et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 191117 (2013)
297. Lee J, Rehman H ur, Kim Y *Nucl. Technol.* **201** 41 (2018)
298. Sikora M H, Weller H R *J. Fusion Energy* **35** 538 (2016)
299. Kasesaz Y, Rahmani F, Khalafi H *Appl. Radiat. Isot.* **103** 173 (2015)
300. Cirrone G A P et al. *Sci. Rep.* **8** 1141 (2018)
301. Schardt D, Elsässer T, Schulz-Ertner D *Rev. Mod. Phys.* **82** 383 (2010)
302. Borghesi M, Macchi A "Laser-driven ion accelerators: state of the art and applications", in *Laser-Driven Particle Acceleration Towards Radiobiology and Medicine* (Ed. A Giulietti) (Cham: Springer Intern. Publ., 2016) p. 221
303. Bulanov S et al. *Phys. Lett. A* **299** 240 (2002)
304. Буланов С В, Хорошков В С *Физика плазмы* **28** 493 (2002); Bulanov S V, Khoroshkov V S *Plasma Phys. Rep.* **28** 453 (2002)
305. Aurand B et al. *Phys. Plasmas* **23** 023113 (2016)
306. Karsch L et al. *Acta Oncol.* **56** 1359 (2017)
307. Hofmann K M, Schell S, Wilkens J J *J. Biophoton.* **5** 903 (2012)
308. Linz U, Alonso J *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 124802 (2016)
309. ELIMAIA-ELIMED installed at ELI Beamlines, <https://www.eli-beams.eu/news-and-events/media-news-and-events/elimaia-installed-at-eli-beamlines/>
310. Schillaci F et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **508** 012010 (2014)
311. A-SAIL Project, <https://www.qub.ac.uk/research-centres/A-SAILProject>
312. Ginzburg V et al. *Opt. Express* **29** 28297 (2021)

Nuclear photonics: results and prospects

V.G. Nedorezov^(1,a), S.G. Rykovanov^(2,b), A.B. Savel'ev^(3,4,c)

⁽¹⁾ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Skolkovo Institute of Science and Technology, Bol'shoi bul'var 30, str. 1, 121205 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Leninskiiye gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskiiye prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) vladimir@cpc.inr.ac.ru, ^(b) S.Rykovanov@skoltech.ru, ^(c) savelev@femto.phys.msu.ru

We review the modern state of research in a new scientific field that has emerged recently: nuclear photonics. The name is primarily associated with the development of new-generation gamma-ray sources based on traditional and laser-plasma electron accelerators. The use of the Compton backscattering method to ensure the required parameters of gamma-ray beams provides a high energy and high intensity of the beam, low angular divergence, and a high degree of polarization. Beams of ions, neutrons, and other particles can also be formed using modern high-power laser systems. Overall, the sources produced allow solving a number of important fundamental and applied problems, including optical anisotropy effects in nuclei and studies of nonlinear quantum electrodynamic effects in strong electromagnetic fields and of the excitation of nuclear isomers. Among the important applied problems are the generation of neutrons and positrons, laboratory astrophysics, the development of nuclear nonproliferation inspection systems, and nuclear medicine and biology.

Keywords: nuclear photonics, Compton scattering, gamma-ray sources, nuclear spectroscopy

PACS numbers: 07.85.Fv, **21.10. – k**, **41.60. – m**

Bibliography — 312 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (12) 1281–1306 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.03.038960>

Received 16 September 2020, revised 19 March 2021

Physics – Uspekhi **64** (12) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.03.038960>