

Ядерные процессы в высокотемпературной плазме, индуцируемой сверхкоротким лазерным импульсом

А.В.Андреев, В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев

Обобщены экспериментальные данные по иницированию ряда ядерных процессов в плазме сверхкороткого лазерного импульса с интенсивностью $10^{16} - 10^{21}$ Вт/см²: возбуждения ядерных уровней, термоядерных реакций и реакций деления, наработки нестабильных изотопов, генерации ультракоротких импульсов элементарных частиц и др. Проведен анализ тенденций и перспектив исследований, связанных с увеличением интенсивности, энергии и средней мощности сверхкоротких лазерных импульсов.

Ключевые слова: сверхсильные световые поля, плазма сверхкороткого лазерного импульса, ядерные процессы.

	Содержание
1. Введение	941
2. Нагрев и ускорение электронов	942
3. Ускорение ионов	944
4. Взаимодействие со структурированными средами	945
5. Иницирование ядерных реакций	947
6. Возбуждение ядерных уровней	948
7. Создание инверсии населенности на ядерных переходах	950
8. Иницирование термоядерных реакций	952
9. Заключение	954
Литература	954

1. Введение

Последнее десятилетие ознаменовалось бурным прогрессом в разработке и создании нового поколения твердотельных лазеров и лазерных систем, генерирующих импульсы фемтосекундной длительности. Фемтосекундные лазерные системы, обладая малой длительностью светового импульса (10–1000 фс), обеспечивают пиковую мощность вплоть до 1 ПВт, а при фокусировке излучения – интенсивность в диапазоне $10^{16} - 10^{21}$ Вт/см². Вопросы создания лазерных систем такого класса в различных спектральных диапазонах рассматривались в ряде работ [1–3]. Эти системы позволяют получать в лабораторных условиях сверхсильные световые поля, недоступные для получения другими способами. Напомним, что при интенсивности лазерного излучения $I \geq 10^{16}$ Вт/см² напряженность светового поля превышает напряженность внутриатомного поля в атоме водорода $E_a > 10^9$ В/см. Использование сверхсильных световых полей делает возможным изучение фундаментальных свойств вещества в экстремальных и сильно неравновесных состояниях, а также проведение ядерно-физических экспериментов с использованием корпускулярного и электромагнитного излучения, возникающего в лазерной плазме сверхкороткого лазерного импульса (СКИ).

Появление нового инструмента исследований имеет революционное значение для физики, сравнимое с созданием импульсных источников энергии на основе ядерных реакций. Принципиальное отличие состоит в том, что гигантская концентрация энергии $\sim 10^{11}$ Дж/см³ обеспечивается в «микрообъеме» $\sim 10^{-11}$ см³. Кроме того, резко уменьшается стоимость экспериментальной установки. При объемной плотности энергии 10^{11} Дж/см³ энергия, передаваемая одному атому, составляет порядка 10 МэВ. Для сравнения: энергия, которую необходимо затратить на расщепление ядра на отдельные нуклоны, примерно равна произведению удельной энергии связи ϵ_b на число нуклонов A , причем для большинства ядер $\epsilon_b \approx 8$ МэВ, а энергия отделения нуклона или протона находится в диапазоне 2–20 МэВ [4].

Максимальная эффективность действия лазерного излучения на мишень обеспечивается при энергетическом воздействии, способном вызвать возмущение состояния ядра за время, в течение которого материал мишени остается в твердотельном состоянии. В этом случае для лазерного кванта с энергией ~ 1 эВ концентрация фотонов должна достигать $10^{28} - 10^{29}$ фотон/см³ при темпе их ввода более 10^{40} фотон·с⁻¹·см⁻³.

Характерно, что при полной реакции деления 1 кг ²³⁵U ($\rho = 19.5$ г/см³) выделяется энергия $\sim 10^{12}$ Дж/см³ и развиваются температуры, достигающие 10^8 К. Для абсолютно черного тела, имеющего температуру 10^8 К, интенсивность свечения составляет $\sim 5 \cdot 10^{20}$ Вт/см². Это соответствует возможностям современных лазерных систем петаваттной мощности [3], которые способны обес-

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

Поступил в редакцию 5 апреля 2001 г.

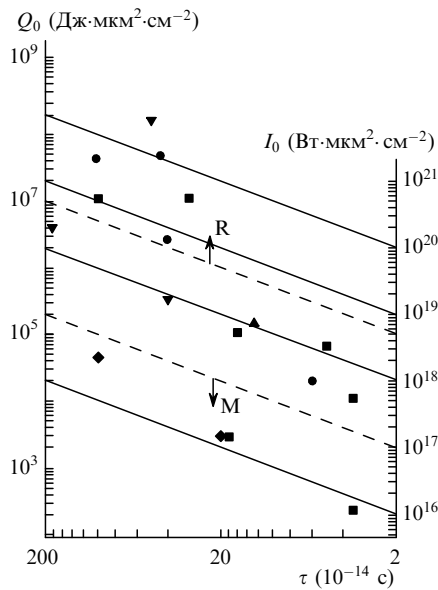


Рис.1. Ядерные процессы в плазме СКИ (по материалам экспериментальных работ, цитируемых в обзоре): термоядерная реакция (■), фотовозбуждение низколежащих ядерных уровней (◆), ускорение протонов (▼), генерация позитронов (▲), фотоядерные реакции (●). Штриховые линии определяют границу взаимодействия в режиме умеренных (М) и релятивистских (R) интенсивностей; Q_0 , I_0 – плотность энергии и интенсивность лазерного импульса, приведенные к длине волны 1 мкм.

печить концентрацию энергии $\sim 10^{12}$ Дж/см³ в тонком плазменном слое [5].

Переход к импульсному лазерному излучению с субпикосекундной длительностью и субпетаваттной пиковой мощностью является достаточным условием для ускорения электронов плазмы до энергий, необходимых для инициирования целого спектра ядерных процессов: возбуждения ядерных уровней, термоядерных реакций и реакций деления, генерации УКИ элементарных частиц и др. (см. рис.1).

Поскольку длины свободного пробега электронов с энергией несколько мегаэлектронвольт и жесткого рентгеновского излучения в веществе существенно превышают характерные размеры плазмы, то ядерные процессы происходят, как правило, вне объема плазмы, а сама плазма является точечным источником возбуждающего излучения. Кроме электронов и рентгеновских квантов инициировать ядерные процессы могут ионы, ускоряемые в плазме до энергий, достигающих сотен мегаэлектронвольт. Обладая большим сечением взаимодействия с ядром, ионы, что особенно важно, могут непосредственно участвовать в сильных взаимодействиях.

В предлагаемом обзоре сделана попытка обобщения накопленных экспериментальных данных, проведен анализ возможных тенденций и перспектив дальнейших исследований. Рассмотрены также экспериментальные работы, в которых инициирование ядерных процессов в плазме СКИ происходит при «умеренных» интенсивностях $I_M < 10^{17}$ Вт/см², намного меньших интенсивностей, соответствующих так называемому релятивистскому пределу $Q_R = I_R \lambda^2 \approx 5.48 \cdot 10^{18}$ Вт·мкм²·см⁻² (λ – длина волны лазерного излучения), когда классическая осцилляторная энергия электрона $\varepsilon_{osc} = (e^2/2\pi m_e c^3) I \lambda^2$ во внешнем электромагнитном поле становится порядка его энергии покоя ($m_e c^2 \approx 511$ кэВ). Этот режим генерации, с нашей точки зрения, представляет существенный

интерес для приложений в силу относительной доступности и эксплуатационной надежности лазерных установок такого класса.

2. Нагрев и ускорение электронов

Тепловые электроны плазмы, появляющиеся вследствие поглощения СКИ, нагреваются за время воздействия до температур $T_e \sim 100 - 1000$ эВ [6], что недостаточно для преодоления электроном кулоновского барьера ядра и инициирования ядерных процессов. Исключением является возбуждение ядерных уровней с энергиями менее 1–2 кэВ [7, 8] и термоядерные реакции [9–11].

Высокая скорость ввода энергии в плазму СКИ (порядка 10^{24} Дж·с⁻¹·см⁻³) приводит к нестационарности процесса нагрева плазмы. В такой плазме наряду с тепловыми электронами за счет бесстолкновительного поглощения формируется так называемый горячий электронный компонент, имеющий немаксвелловскую функцию распределения электронов по энергиям. Учет горячих электронов важен уже при умеренных интенсивностях, особенно в случае р-поляризации лазерного излучения, поскольку эффективность его поглощения горячим электронным компонентом в этом режиме может достигать 1–10% [12–14].

Поскольку вопрос о нагреве электронов плазмы при воздействии СКИ умеренной интенсивности подробно освещен в ряде обзоров [5, 6, 15, 16], остановимся лишь вкратце на главных особенностях и закономерностях формирования горячего электронного компонента. Основными механизмами, приводящими к его формированию в плазме СКИ, являются резонансное поглощение, вакуумный нагрев и аномальный скин-эффект, которые имеют место и при лазерных импульсах большей длительности. В случае СКИ удается реализовать прямое взаимодействие высокоинтенсивного лазерного излучения с плазмой твердотельной плотности и принципиально важную роль начинает играть степень размытости границы плазма–вакуум, определяющая эффективность различных механизмов бесстолкновительного поглощения [17, 18].

Горячий электронный компонент обычно характеризуется температурой T_h , хотя распределение электронов по скоростям оказывается анизотропным и немаксвелловским и физический смысл имеет средняя энергия электронов [19]. Характерный вид спектра электронов плазмы представлен на рис.2,а [20]. Численные расчеты [15, 17, 18, 21] и экспериментальные данные [22, 23] показывают, что температура T_h зависит от параметра $Q = I \lambda^2 / Q_R$ как $T_h \propto Q^{0.3-1.0}$ и не зависит от атомного номера A мишени (рис.3). При этом точное значение степенного показателя определяется доминирующим механизмом бесстолкновительного поглощения, т.е., в первую очередь, пространственным масштабом градиента электронной плотности L . Естественным следствием формирования горячего электронного компонента является генерация рентгеновского излучения. Спектр этого излучения определяется энергетическим спектром электронов и при умеренных интенсивностях сосредоточен в области 3–15 кэВ [20, 24, 25], а эффективность преобразования по энергии оказывается пропорциональной атомному номеру мишени примерно в степени 1.5 [26].

При повышении интенсивности все более существенная часть энергии лазерного импульса (вплоть до 50%)

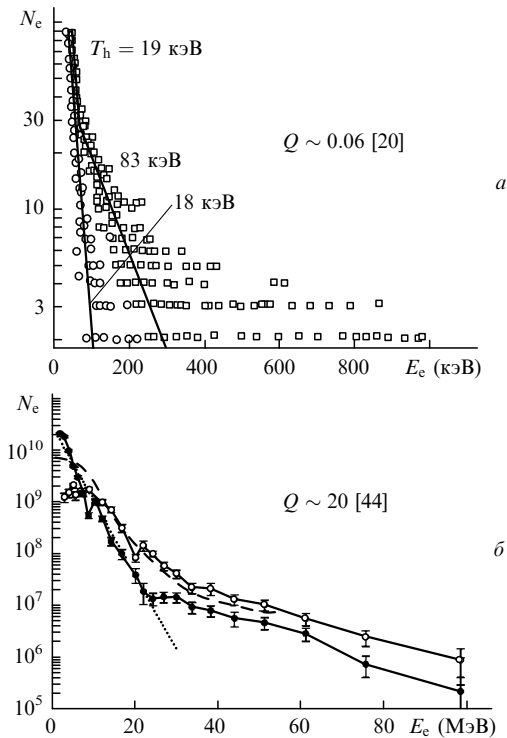


Рис.2. Энергетические спектры электронов для $Q = 0.06$ [20] при высоком контрасте (\circ) и контрасте 0.1 (\square) и их аппроксимация прямыми, соответствующими температурам 18, 19 и 83 кэВ (а), а также энергетические спектры электронов для двух реализаций при $Q = 20$ [44] и их аппроксимация при оценке $T_p \sim 3$ МэВ по формуле (1) (пунктирная линия) и расчете методом PIC (штриховая линия) (б).

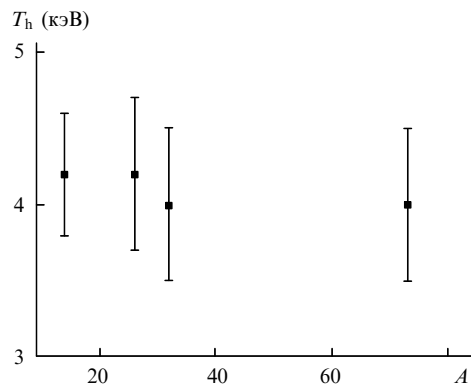


Рис.3. Зависимость температуры горячих электронов плазмы СКИ T_h от атомного номера мишени A .

[19, 27]) начинает расходоваться на бесстолкновительное ускорение электронов. Уже при $Q \sim 1$ магнитная компонента силы Лоренца, действующей на электрон, $(e/c)[vB]$ (где v – скорость электрона) становится сравнимой с ее электрической компонентой eE . Это приводит к ускорению электронов за счет отклонения их траектории движения от прямолинейной (при линейной поляризации излучения) [28], а также к ускорению электронов стоячей волной, образующейся на границе раздела вакуум – плазма [29, 30, 31]. При этом температура части электронов плазмы определяется градиентом пондеромоторного потенциала:

$$T_p = m_e c^2 (\sqrt{1 + 4Q} - 1) \quad (1)$$

(см. аппроксимацию на рис.2,б).

Анализ электронных спектров плазмы при релятивистских интенсивностях показывает (см. рис.2,б), что часть электронов плазмы ускоряется до энергий, существенно превышающих оценку по формуле (1), в связи с чем оказалось необходимым рассмотрение иных возможных механизмов ускорения электронов.

При релятивистских интенсивностях экспериментально достижимый контраст СКИ недостаточен для предотвращения формирования лазерным предимпульсом плазмы низкой плотности с характерным пространственным масштабом 1 – 100 мкм. Уже с начала 90-х годов было известно, что взаимодействие СКИ с плазмой низкой плотности приводит к целому ряду новых эффектов: релятивистской самофокусировке и самоканализованию (см., напр., [32]), генерации квазистационарных магнитных и электрических полей [33, 34] и, наконец, к появлению новых механизмов ускорения электронов.

Первый из таких механизмов – усиление в кильватерной волне в однородной плазме малой плотности [35], рассматривался в целом ряде работ, в том числе обзорного характера [36, 37]. Однородная протяженная плазма низкой плотности создавалась при воздействии предимпульса на газ [38–41] либо при испарении тонких полимерных пленок лазерным предимпульсом [42, 43]. Энергия электронов составила 70 МэВ [41] при использовании газовой струи и СКИ длительностью $\tau \approx 30$ фс для $Q \sim 5$ и 30 МэВ [43] при использовании тонкопленочной мишени и СКИ с $\tau \approx 30$ фс для $Q \sim 20$. Максимальное ускорение достигалось при максимальной интенсивности и параметрах плазмы, соответствующих условию квазирезонансного возбуждения электронных волн с максимальной амплитудой $n_e \approx 3 \cdot 10^{-9} / \tau^2$ (n_e – концентрация электронов в плазме в см^{-3} ; τ взято в секундах).

В ряде работ указанные выше механизмы ускорения привлекались и для объяснения ускорения электронов при воздействии СКИ релятивистской интенсивности на твердотельные мишени [44]. При этом считалось, что собственно ускорение электронов происходит в разлетной плазме, создаваемой предимпульсом. Однако расчет методом крупных частиц (PIC) [45–48] показал, что при плотности плазмы порядка критической более существенным является иной механизм, связанный с поперечными бетатронными осцилляциями электрона в квазистатическом поле плазменного канала.

Максимальное ускорение электрон получает в том случае, когда бетатронная частота совпадает с частотой лазерного излучения в системе отсчета электрона. Расчеты показали, что спектр электронов имеет больцмановский вид с температурой 15 МэВ при $Q \sim 20$ и простирается вплоть до 150 МэВ в хорошем соответствии с данными работы [44] (рис.2,б). В [46] было показано, что температура электронов нарастает с увеличением масштаба L , выходя на насыщение при $L \sim 50$ мкм. Следует отметить, что параметр L в работе [44] оценивался авторами как 50 мкм.

Еще один механизм ускорения электронов вблизи границы плотной плазмы – вакуум имеет принципиально важное значение в этой модели, поскольку

$$\epsilon_r \approx 2m_e c^2 Q, \quad Q \gg 1. \quad (2)$$

Наличие резкой границы плазма – вакуум имеет принципиально важное значение в этой модели, поскольку, по

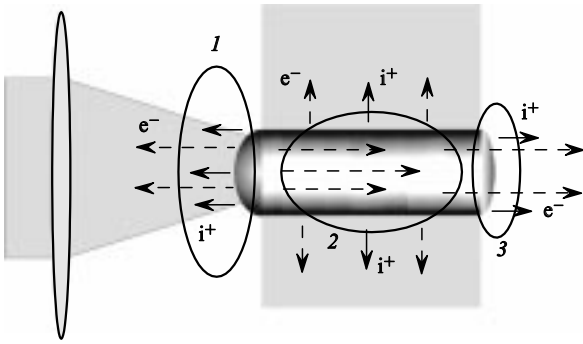


Рис.4. Общая схема областей ускорения электронов e^- и ионов i^+ в плазме СКИ:

1 – область ускорения навстречу лазерному пучку; 2 – область каналирования излучения; 3 – область ускорения с обратной стороны мишени.

аналогии с вакуумным нагревом, обеспечивает возможность для ускоряемого вблизи границы раздела электрона покинуть область существования электромагнитного поля, сохранив набранную энергию. Согласно (2) при $Q \sim 20$ температура электронов может достигать 20 МэВ. По-видимому, такой механизм ускорения электронов может оказаться эффективным при условии предварительного сжатия плазмы световым импульсом.

Таким образом, при релятивистских интенсивностях в области 1 (рис.4) формируются пучки электронов [44, 50], причем наиболее эффективно ускоряются электроны, находящиеся в плазме низкой плотности вблизи поверхности мишени. В силу конечных размеров фокусного пятна градиент электрического поля существует и поперек лазерного пучка. В результате электромагнитная волна выталкивает электроны из области взаимодействия, формируя канал с пониженной плотностью электронов (область 2 на рис.4). Основной поток электронов движется в виде направленного пучка, дополнительную коллимацию которого обеспечивает магнитное поле тока движущихся электронов [34, 51].

Жесткое рентгеновское излучение служит индикатором наличия в плазме электронов с большими энергиями. Уже в работе [52] ($Q \sim 1$, $\tau \approx 120$ фс) по измерению рентгеновского излучения было обнаружено наличие в плазме электронов с энергией до 1 МэВ. Авторы [52] также отмечали, что предимпульс был необходим для эффективной генерации жесткого рентгеновского излучения, однако его параметры оказывали слабое влияние на эффективность последней.

Повышение интенсивности СКИ ведет к росту температуры горячих электронов до 10–15 МэВ ($Q \sim 20$, $\tau \approx 450$ фс) и увеличению энергии рентгеновских квантов вплоть до 100 МэВ [44, 53]. И в этих экспериментах СКИ предшествовал предимпульс, создававший плазму низкой плотности с характерным пространственным масштабом ~ 50 мкм. Такая ситуация имеет место для подавляющего большинства экспериментов со СКИ релятивистской интенсивности, поэтому в дальнейшем наличие предимпульса особо не оговаривается.

3. Ускорение ионов

При умеренных интенсивностях ионный компонент плазмы СКИ нагревается за счет электрон-ионных столкновений до температур

$$T_i \approx \frac{m_e}{M_i} T_e v_{ei} \tau < 100 \text{ эВ},$$

где v_{ei} – частота электрон-ионных столкновений; M_i – масса иона. В этом случае энергия ионов оказывается недостаточной для преодоления кулоновского барьера сталкивающимися ионами либо, в случае беспороговых термоядерных реакций типа ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$, сечение процесса слишком мало для наблюдения эффекта.

В лазерной плазме существует механизм ускорения ионов до энергий в десятки и сотни килоэлектронвольт, исследованный ранее для наносекундных лазерных импульсов [54–57]: ускорение ионов вызвано газодинамическим расширением электронного газа. Разлет ионов плазмы происходит при этом преимущественно по нормали к поверхности мишени со скоростью порядка скорости звука в плазме [6]

$$v_s \approx \left(\frac{3ZT_e}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где Z – средний заряд ионов плазмы. Оценка средней энергии ионов плазмы E_i может быть сделана исходя из предположения, что вся поглощенная плазмой энергия лазерного импульса переходит в энергию ее поступательного движения. При плотности энергии греющего излучения 1–100 кДж/см² и толщине плазменного слоя 0.1–1 мкм получаем $E_i \sim 10$ –100 кэВ, что соответствует и оценке согласно (3): $E_i \approx ZT_e$.

Наличие горячего электронного компонента в плазме приводит к ускорению части ионов до скоростей, существенно превышающих скорость v_s . Уже при умеренной интенсивности электроны, ускоренные до энергий 10 кэВ и более, быстро покидают плазму, формируя кулоновский барьер на границе плазма–вакуум, который для ионов является ускоряющим (область 1 на рис.4). Это поле ускоряет ионы до значительных энергий: появляется быстрый ионный компонент со скоростью разлета, в 5–10 раз превышающей скорость звука. Образование таких ионов наблюдалось ранее в экспериментах с пико- и наносекундными лазерными импульсами [54–57] и было интерпретировано как проявление немаксвелловского характера распределения электронов по скоростям [58].

Измерения ионного спектра плазмы при умеренной интенсивности СКИ показали, что скорость быстрого компонента превышает 10^8 см/с как при каналировании излучения в подкритической плазме [59], так и при воздействии излучения на твердотельную мишень [22, 60, 61], причем соотношение амплитуд быстрого и теплового компонентов растет с увеличением интенсивности лазерного излучения. Повышение интенсивности I и увеличение энергии горячих электронов приводит к росту энергии быстрых ионов приблизительно как $Q^{0.5}$ в диапазоне $Q = 0.002$ –2 [22, 61–63].

Генерация направленного электронного пучка при релятивистских интенсивностях лазерного излучения приводит к формированию ионного пучка, движущегося по нормали к поверхности мишени как навстречу лазерному излучению, так и в глубь мишени по сформированному излучением каналу низкой плотности [64] (область 2 на рис.4). Ускоряющий кулоновский барьер Ψ можно оценить по формуле [65]

$$\Psi \approx m_e c^2 \pi \left(\frac{Q \delta r_0}{\lambda} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

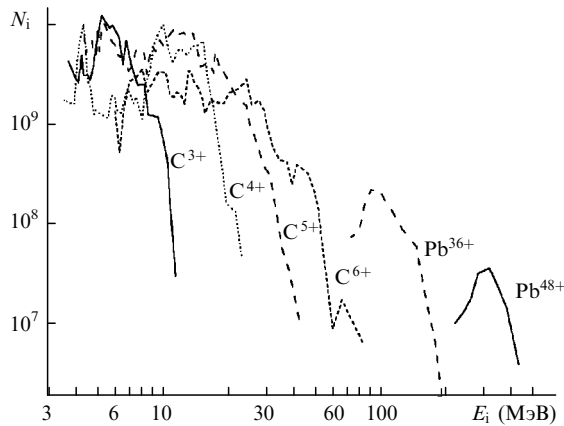


Рис.5. Энергетические спектры ионов, ускоренных в плазме при $Q \sim 10$ [63].

где δ – коэффициент конверсии в горячие электроны; r_0 – радиус пятна фокусировки. При этом ионы набирают энергию на нуклон вплоть до $E_i \approx Z\Psi/A$. Наиболее эффективно ускоряются, следовательно, протоны, а наибольшую энергию получают тяжелые сильно ионизованные ионы. При $Q \sim 1$ и $\tau \approx 400$ фс энергия протонов достигает 2–3 МэВ [65], при $Q \sim 10$ и $\tau \approx 1000$ фс – 18 МэВ [63], а при $Q \sim 20$ и $\tau \approx 500$ фс – 58 МэВ [66]. В работе [63] были измерены также энергетические спектры ионов Pb^{36+} , Pb^{46+} , Al^{13+} , C^{6+} и H^+ при $Q \sim 10$ (рис.5). Оценка из рис.5 кулоновского барьера для этих ионов дает $\Psi \approx 6$ МэВ (Pb^{36+}), 9 МэВ (Pb^{48+}), 11 МэВ (Al^{13+}), 15 МэВ (C^{6+}) и 10 МэВ (H^+), что в целом не противоречит оценке по формуле (4): $\Psi \approx 5$ МэВ. Энергия ионов в этом режиме ускорения существенно превышает так называемую пондеромоторную энергию

$$E_p \approx ZT_p, \tag{5}$$

используемую для оценки ускорения ионов в плазменном канале низкой плотности [38]. Так, оценка по формуле (5) для условий эксперимента [63] при $Q \approx 10$ дает энергию ионов Pb^{48+} 130 МэВ и энергию протонов 2.7 МэВ (см. рис.5).

При облучении тонкопленочных мишеней протоны с высокой энергией наблюдаются приблизительно по нормали к поверхности с обеих сторон мишени [27, 65]. В работах [27, 63, 67] установлена корреляция углового и энергетического спектров протонов, вылетающих с обратной стороны мишени: энергия протонов возрастает по мере приближения к оси протонного пучка. Формирование такой структуры авторами указанных работ связывается с отклонением протонов, ускоренных на границе плазма – вакуум в глубь мишени, магнитным полем пучка быстрых электронов, движущихся в том же направлении.

В работах [27, 66] исследования ускорения протонов проводились при $Q > 20$. В качестве мишени использовались углеводородные пленки и 30-градусная пластиковая призма, облучаемая со стороны гипотенузы. Максимальная энергия протонов составила 58 МэВ. В случае мишени-призмы протонные пучки с угловой расходимостью около 10° наблюдались по нормали к обеим задним сторонам призмы. В работах [27, 50, 64] этот эффект был объяснен как следствие ускорения протонов на обратной поверхности мишени кулоновским полем, создаваемым быстрыми электронами, генерируемыми на

входной поверхности мишени (область 3 на рис.4). Существенное влияние на максимальную энергию протонов оказывает масштаб градиента электронной плотности: на размытой входной границе (область 1 на рис.4) ускоряющее поле значительно меньше, поскольку оно обратно пропорционально градиенту плотности. Это приводит к заметному увеличению энергии протонов, наблюдаемых с задней поверхности мишеней, по сравнению с энергией протонов, вылетающих навстречу лазерному пучку.

При дальнейшем увеличении интенсивности лазерного излучения до $I \approx (M_i/m_e)^2 I_R$ (10^{25} Вт/см² для протонной плазмы) релятивистская масса иона сравнивается с массой покоя ионов [64]. Следовательно, становится возможным прямое ускорение ионов лазерным полем на одном световом периоде до энергий порядка массы покоя иона, что для протона составляет 0.938 ГэВ.

Обсудим, каковы оптимальные параметры лазерного импульса, используемого для ускорения ионов в плазме. Принципиальным отличием формул (4) и (5) друг от друга, помимо различных абсолютных значений энергий ионов при одинаковых параметрах лазерного импульса, является замедленный рост максимальной энергии ионов с изменением длины волны: согласно (4) имеем $E_i \propto \sqrt{\lambda}$, в то время как из (5) следует, что $E_i \propto \lambda$. Приведенная в работе [63] зависимость $E_i(I\lambda^2) \propto (I\lambda^2)^{1/2}$ в диапазоне $Q = 0.02 - 10$ не может рассматриваться как противоречащая формуле (4), поскольку все данные получены при $\lambda = 1.053$ мкм. Измерения энергетического спектра протонов на $\lambda = 1.053$ и 0.53 мкм проведены в работах [65, 68]. Максимальные энергии протонов при $I \sim 2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² составили: $E_{0.53} = 2.5 \pm 0.2$ МэВ и $E_{1.05} = 1.5 \pm 0.1$ МэВ. Отношение энергий $E_{1.05}/E_{0.53} = 1.7 \pm 0.2$ в эксперименте, 1.4 при расчете по формуле (4) и 2 при расчете по формуле (5). Следовательно, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать однозначных выводов о механизме ускорения ионов при релятивистских интенсивностях.

С учетом того, что формула (4) дает более реалистичную оценку максимальной энергии ионов E_i , примем, что

$$E_i \propto (I\lambda)^{1/2} \propto \left(\frac{W}{\tau\lambda}\right)^{1/2}. \tag{6}$$

Здесь W – энергия лазерного импульса и учтено, что минимальный радиус пятна фокусировки $r_0 \propto \lambda^2$. Следовательно, при фиксированной пиковой мощности лазерного излучения W/τ для получения более энергетичных ионов при $I > I_R$ следует использовать коротковолновое излучение.

В связи с этим представляет несомненный интерес измерение максимальной энергии ионов для нескольких длин волн в большем диапазоне интенсивностей. Открытым, по крайней мере с экспериментальной точки зрения, остается вопрос о влиянии длительности лазерного импульса на ускорение электронов и ионов в плазме твердотельной плотности. Эксперименты такого рода вполне могут быть поставлены с использованием современных фемтосекундных лазеров.

4. Взаимодействие со структурированными средами

Существенная модификация свойств плазмы СКИ, в том числе увеличение температуры горячих электронов и

температуры ионов, возможна при использовании структурированной среды, состоящей из кластеров с характерным размером $d \sim 1 - 100$ нм. Примером такой среды может служить струя кластеров [69, 70] либо наноструктурированный слой на поверхности мишени [71 – 75].

Струи наноразмерных кластеров впервые использовались в работе [69], а затем этот подход был развит в [70, 76, 77]. Проведенные исследования показали, что, при средней плотности струи 10^{19} см⁻³, взаимодействие лазерного излучения (при $\tau \sim 100$ фс) происходит не с отдельными атомами, а с микроплазмой кластера. Это приводит к глубокой ионизации атомов, эффективной генерации мягкого рентгеновского излучения, появлению нагретых электронов, быстрых ионов и др. (см., напр., обзор [78]).

В настоящее время исследовано влияние на параметры формируемой в струе кластеров плазмы таких факторов, как I , λ , τ [77], а также размера кластеров d [79]. В частности, от размера d зависит механизм ускорения ионов [80]: для кластеров малого размера основным механизмом является кулоновский взрыв, в то время как для больших кластеров доминирует обычное гидродинамическое расширение кластера. Численные расчеты показали, что ускорение ионов происходит за 50–100 фс [81], а их максимальная энергия составляет до 1 МэВ при $I \sim 10^{16}$ Вт/см². Увеличение энергии ионов возможно при двухимпульсном облучении струи кластеров при задержке между импульсами, обеспечивающей расширение кластеров до получения оптимальной плотности вещества [82].

Расширение отдельных кластеров приводит к их взаимному перекрытию и столкновениям ускоренных ионов. Поскольку среднее расстояние D между кластерами в струе в области взаимодействия составляет $\sim 100 - 1000$ нм, а размер области взаимодействия – доли миллиметра, то за время $t_s \approx D/v_s \approx 0.3 - 3$ пс происходит формирование однородной плазмы с высокой ионной температурой [61]. Такая плазма может служить эффективной средой для протекания термоядерных реакций [10, 83].

Наноструктурированные мишени с плотностью, близкой к твердотельной, были использованы в экспериментах [25, 61, 73, 74]. Такие мишени в полной мере демонстрируют свойства, присущие как струям кластеров (формирование плазмы происходит в каждом нанокластере индивидуально), так и стандартным плоским мишеням [84]. Наиболее хорошо изученным типом наноструктурированной твердотельной мишени является пористый кремний, получаемый электрохимическим травлением пластин монокристаллического кремния. Варьированием плотности тока и концентрации химических реагентов можно получать пористые слои толщиной до 10–20 мкм с различной морфологией и пористостью.

При пористости $P \sim 2 - 3$ (пористостью P называется отношение плотности сплошного материала к средней плотности пористой пленки) в монокристалле кремния образуются субмикронные каналы, а при $P \sim 4 - 7$ формируется наноструктурированный губчатый слой со средним размером кластера, уменьшающимся от 10 до 2–3 нм [25]. Увеличение выхода мягкого рентгеновского излучения из плазмы, формируемой в пористом кремнии, наблюдалось в работах [74, 85].

В работе [25] прослежена зависимость эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения в порис-

том кремнии от пористости P и показана прямая связь среднего размера кластера с температурой горячих электронов плазмы. Максимум температуры T_h , равный 8–10 кэВ при $Q \sim 0.002$, достигался при максимальной пористости $P \sim 6.6$ и минимальном размере кластера $d \sim 2$ нм. Дальнейшие систематические исследования [61] показали, что рост температуры горячих электронов T_h с интенсивностью I для высокопористого кремния существенно опережает зависимость $T_h \sim I^{2/3}$, характерную для плоских мишеней. Увеличение температуры горячих электронов находит отражение и в возрастании скорости разлета плазмы, формируемой в пористых мишенях [61]: при пористости $P \sim 6$ наблюдались ионы кремния с энергией до 2 МэВ, в то время как для сплошной кремниевой мишени энергия ионов не превышала 1 МэВ.

Увеличение температуры и числа горячих электронов в плазме СКИ, возникающей в плотной наноструктурированной мишени, может быть связано со следующим. Во-первых, за счет развитой поверхности и внутренних пустот существенно увеличивается площадь границы плазма – вакуум, что должно приводить к генерации большего числа горячих электронов. Кроме того, в поле световой волны амплитуда осцилляций электрона

$$X \sim \frac{eE\lambda}{2\pi m_e c}$$

становится сравнимой с расстоянием между кластерами. Вследствие этого часть электронов, ускоренных вблизи поверхности кластера, не возвращается обратно из-за столкновений с ионами соседних кластеров. По-видимому, для части электронов возможно выполнение условий «синхронизма», при которых такие электроны могут ускоряться на следующем периоде светового поля и т. д. Наконец, на поверхности кластера не возникает кулоновского барьера, препятствующего ускорению электронов на плоской поверхности: дефицит заряда, возникающий при удалении горячего электрона из кластера внешним электромагнитным полем, компенсируется в среднем за счет прихода горячих электронов из других кластеров.

Другой разновидностью твердотельных наноструктурированных мишеней можно считать наноразмерные металлические щетки [86], использование которых обеспечивает рост выхода мягкого и жесткого рентгеновского излучений [87]. Оригинальный подход к формированию структурированных мишеней был продемонстрирован в [61], где в качестве мишени использовалась субмикронная структура кратера, создаваемая предыдущим лазерным импульсом фемтосекундной длительности. Проведенные исследования показали, что температура горячих электронов и максимальная энергия ионов (рис.6), вылетающих из кремниевой мишени, оказываются того же порядка, что и для случая высокопористого кремния.

В настоящее время нам неизвестны исследования твердотельных наноструктурированных мишеней при больших интенсивностях лазерного излучения, хотя полученные данные позволяют делать весьма оптимистичные оценки роста выхода жесткого рентгеновского излучения и температуры горячих электронов. Так, при увеличении Q на порядок – до 0.02 – температура горячих электронов может вырасти в 150 раз и достичь 100–150 кэВ по сравнению с 30–50 кэВ для плоских мишеней. При меньших длительностях лазерного излучения, когда время замыкания структуры станет существенно больше, чем время взаимодействия с лазерным импульсом, мож-

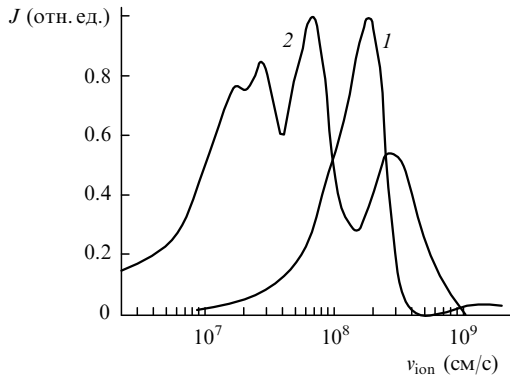


Рис.6. Характерные зависимости амплитуды ионного тока J от скорости ионов $v_{\text{ион}}$ для сплошной (1) и лазерно-модифицированной (2) кремниевых мишеней.

но ожидать дальнейшего роста температуры горячих электронов за счет взаимодействия с более резкой границей кластеров.

5. Инициирование ядерных реакций

Идея о возможности инициирования ядерных реакций в плазме СКИ относится, по-видимому, к 1988 году [88, 89]. Развитие фемтосекундной лазерной техники и достижение релятивистских интенсивностей положило начало в середине 90-х годов расчетам и детальным оценкам эффективности всевозможных ядерных процессов в такой плазме.

Основная идея выполненного в работе [90] расчета методом PIC заключалась в генерации пучка электронов с энергией порядка мегаэлектронвольт в области критической плотности плазмы и направлением распространения вдоль направления лазерного излучения. Авторами [90] предложена «оптимальная» модель мишени для инициирования ядерных процессов, состоящая из слоя вещества с малым атомным номером (для создания плазмы критической плотности), слоя с большим атомным номером (для эффективного торможения электронов и генерации рентгеновского излучения) и слоя дейтерия, бериллия или иного вещества с низким порогом фотоядерной реакции.

В работе [91] было предложено использовать лазерно-плазменный канал в газонаполненном капилляре для инициирования ядерных реакций в стенках капилляра радиально ускоренными ионами и электронами. В такой схеме возможны получение большого числа ускоренных частиц — до 10^{13} , по оценкам авторов, и эффективный запуск термоядерных, фотоядерных и иных реакций. В работе [91] для расчета энергий электронов и ионов использовалась формула (5), что привело к завышению порогов реакций по интенсивности до 10^{20} Вт/см² и выше.

Впервые об экспериментальном наблюдении фотоактивации ядер излучением плазмы СКИ сообщалось в материалах конференции IQEC'98 сотрудниками Ливерморской национальной лаборатории (США) [92]. В дальнейшем результаты этих исследований нашли свое отражение в серии публикаций [44, 53, 93], в которых сообщалось как о фотоактивации ядер, так и о наблюдении реакции фотоделения ядер урана, мощных потоков нейтронов и др. Эксперименты проводились при $Q > 20$, $\tau \approx 400$ фс, что обеспечивало получение электронов и гамма-квантов с энергией до 100 МэВ.

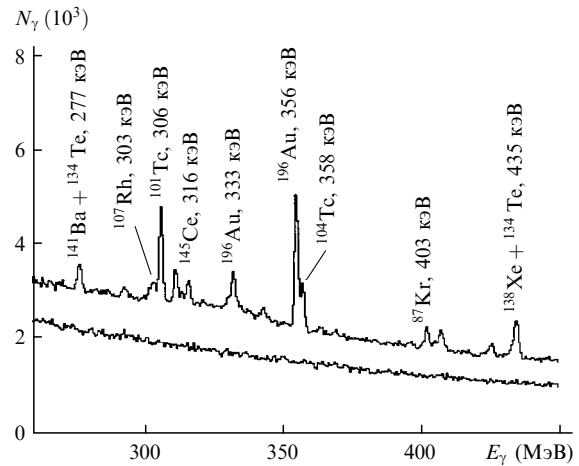


Рис.7. Спектры ядерного гамма-излучения плазмы СКИ при $Q > 20$ [44] (нижняя кривая получена в отсутствие лазерного излучения).

Мишень состояла из массивного медного цилиндра с пластинами золота. В экспериментах наблюдался целый спектр фотоядерных реакций с порогом 8–11 МэВ (рис.7): $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ и др. В тех же экспериментах, но с мишенью, дополненной пластиной урана, наблюдался широкий спектр осколков фотоделения ^{235}U . Авторы [44] указывают также на то, что по массовому распределению осколков деления возможна оценка параметров наиболее энергетичной части гамма-излучения. Одновременно серия работ, в которой наблюдалась фотоактивация ядер, была выполнена в Резерфордской лаборатории [94–96] при $Q \sim 4$, $\tau \approx 1$ пс. В работе [94] по измерению активности облученных образцов, расположенных под разными углами относительно нормали к поверхности мишени, удалось показать, что излучение в диапазоне 100 кэВ – 1 МэВ распространяется почти по нормали к поверхности мишени в конусе с углом раствора около 30° . Объяснение этому факту найдено при численном исследовании особенностей ускорения электронов при релятивистских интенсивностях [30, 31, 49], сопровождающегося формированием направленного пучка электронов, который распространяется по нормали к поверхности мишени.

В качестве одного из возможных приложений фотоактивации ядер излучением плазмы СКИ в работе [94] рассматривалась наработка изотопов для медицинских приложений и калибровочных источников излучения. Однако при использовании гибридных лазеров с усилителями на стекле с неодимом, работающих в режиме одиночных импульсов, такой способ оказывается экономически невыгодным. Так, для реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ (время полураспада изотопа ^{88}Y с излучением квантов с энергией 0.899 и 1.836 МэВ, активно используемого для калибровки детекторов, составляет 108 дней) оценка наработки изотопа ^{88}Y с активностью 1 МБк показала, что для этого необходимо более 10^6 лазерных импульсов с энергией 25 Дж. Более высокая эффективность может быть достигнута при использовании фемтосекундного Ti:сапфирового лазера с килогерцевой частотой следования импульсов при $Q \sim 1$.

Фемтосекундная лазерная система с частотой следования 10 Гц ($\tau = 60$ фс) использовалась, например, в работе [97], где была исследована цепочка реакций $^9\text{Be}(\gamma, n)2\alpha \rightarrow (^{197}\text{Au}, n)^{198}\text{Au}$. Низкий энергетический порог (1.67 МэВ) первой из реакций позволил работать

вблизи релятивистского предела $Q \sim 1$ при температуре электронов 700 кэВ. Для увеличения эффективности генерации гамма-излучения в качестве мишени использовался танталовый диск, а пластина Ве располагалась на расстоянии 4.5 см от мишени. Полученные в результате реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, n)2\alpha$ нейтроны замедлялись с помощью полиэтиленовой сферы, в центре которой располагался диск из ${}^{197}\text{Au}$. Реакция захвата теплового нейтрона ${}^{197}\text{Au} + n \rightarrow {}^{198}\text{Au}$ детектировалась по излучению гамма-кванта с энергией 411 кэВ.

В работе [98] отмечалось, что в слое вещества с большим атомным номером при рассеянии электрона с энергией несколько мегаэлектронвольт на атоме возможно появление позитронов. Более подробное рассмотрение генерации позитронов при взаимодействии энергетичных электронов с мишенью рассматривалось в [90, 99]. Было показано, что из двух возможных каналов генерации позитронов – прямого и через генерацию гамма-кванта – при энергиях электронов порядка 10 МэВ, характерных для плазмы СКИ, большую вероятность имеет последний (сечение процесса для электрона с энергией 10 МэВ составляет ~ 10 мкБарн). Впервые экспериментально позитроны наблюдались в работе [100] при $Q > 20$ на мишени из Au (условия эксперимента аналогичны использовавшимся, например, в [27]). В работе [101] быстрые электроны с энергией до 5 МэВ генерировались в плазменном канале в струе He при $Q \sim 2.5$, $\tau \approx 130$ фс, а позитроны были получены при облучении свинцовой мишени, установленной на пути электронного пучка. В каждом лазерном импульсе генерировалось до 10^6 позитронов с энергией 2 МэВ, что соответствует активности свыше 10^7 Бк. Существенно, что активность источника может быть значительно повышена при увеличении частоты следования лазерных импульсов от 10 Гц до нескольких килогерц.

Для инициирования ядерных реакций эффективно могут использоваться пучки легких ионов, возникающие в лазерной плазме, поскольку пороги реакции (p, n), как правило, значительно ниже порогов фотоядерных реакций, а соответствующие сечения на порядок выше. Кроме того, длина пробега ионов в веществе существенно меньше длины пробега гамма-квантов, что позволяет использовать тонкие образцы и получать большую их активность. Так, в работе [102] пучок протонов с энергиями до 30 МэВ генерировался лазерным импульсом с $Q \sim 5$ и $\tau \approx 1$ пс при фокусировке на мишени из различных материалов: графита, алюминия, титана, стекла и полиэтилена. Исследовались такие ядерные реакции, как ${}^{63}\text{Cu}(p, n){}^{63}\text{Zn}$, ${}^{11}\text{B}(p, n){}^{11}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}(p, \alpha){}^{13}\text{N}$ и ${}^{13}\text{C}(p, n){}^{13}\text{N}$. Энергия лазерного импульса до 60 Дж обеспечивала высокую активность полученных образцов (до 140 кБк).

Следует отметить, что такие изотопы, как ${}^{11}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{18}\text{F}$, активно используются в ядерной томографии, основанной на регистрации позитронов [103]. По оценкам авторов работы [102], радиационная нагрузка на пациентов может быть существенно снижена при использовании лазерно-плазменных источников протонов: до 80 кБк изотопа ${}^{18}\text{F}$ может быть получено за один лазерный импульс и до 150 МБк – при применении лазерных систем с энергией 1 Дж и частотой повторения 10 Гц.

В работе [68] использовалась фемтосекундная лазерная система «настольного типа». Лазерный импульс этой системы с длительностью $\tau \approx 400$ фс при частоте следования импульсов $F = 10$ Гц и $Q \sim 1$ облучал мишень в виде слоя дейтерированного полистирена толщиной 1 мкм

на подложке майлара толщиной 6 мкм. С обратной стороны мишени располагался образец бора, обогащенный изотопом ${}^{10}\text{B}$ (степень обогащения 90 %). Облучение образца ионами дейтерия приводило к реакции ${}^{10}\text{B}(d, n){}^{11}\text{C}$ при активности образца 74 Бк сразу после лазерного импульса. Поскольку время жизни изотопа ${}^{11}\text{C}$ составляет ~ 7 мин, то при $F = 10$ Гц удалось увеличить активность образца до 740 Бк. Интересно отметить, что при расположении дейтерированного слоя с обратной стороны мишени наведенная активность оказалась ниже порога регистрации. Это означает, что при $Q < 1$ ускорение ионов происходит на границе плазма – вакуум, а не на тыльной поверхности мишени.

Тяжелые ионы также могут вызывать возбуждение ядерных уровней, реакции слияния и др. [4]. Ключевым параметром здесь является кулоновский порог B (в мегаэлектронвольтах), соответствующий столкновению иона с зарядом Z_i с ядром с зарядом Z_n и радиусом R_n [4]:

$$B \approx \frac{Z_i Z_n e^2}{R_n} = Z_i Z_n A^{-1/3}.$$

При энергии ионов меньше кулоновского порога B возможно селективное возбуждение вращательных спектров ядра. При столкновении двух ионов урана и сближении их на критическое расстояние 35 фм (требуемая энергия ионов превышает 600 МэВ при лобовом столкновении [4]) возможно создание квазиатомов с двойным ядром и зарядом свыше 170. Отметим, что энергия ионов Pb^{46+} , равная 460 МэВ, уже была достигнута в работе [63] при $Q \sim 10$. При энергии ядер свыше кулоновского порога помимо их электромагнитного взаимодействия становится возможным их ядерное взаимодействие, реакции полного слияния и др.

6. Возбуждение ядерных уровней

Электроны и рентгеновское излучение плазмы СКИ не только способны инициировать ядерные реакции, но и могут вызывать возбуждение ядерных уровней. Такого рода процессы представляют интерес для ряда перспективных приложений – от разделения изотопов [104, 105] до получения инверсии населенности [106, 107]. В частности, рентгеновское излучение плазмы СКИ может быть эффективно использовано для возбуждения метастабильных изотопов на близко расположенный уровень с его последующим распадом в основное состояние, что было реализовано в работе [108], где для возбуждения метастабильного уровня ${}^{178}\text{Hf}$ с энергией 2.446 МэВ и временем жизни 31 год использовалась непрерывная рентгеновская трубка.

Экспериментальные работы в этой области при релятивистских интенсивностях, насколько нам известно, отсутствуют. Однако, как отмечалось ранее, уже при умеренных интенсивностях температура горячих электронов составляет от 3 до 10 кэВ, что достаточно для прямого возбуждения низколежащих ядерных уровней как стабильных, так и метастабильных изотопов [8] (под низколежащими ядерными уровнями мы подразумеваем возбужденные состояния ядер с энергией $\varepsilon_\gamma < 20$ кэВ). Стандартные методы ядерной спектроскопии таких уровней основаны на непрямом заселении через состояния с энергией $\varepsilon_\gamma > 100$ кэВ при использовании электронных и ионных ускорителей [109, 110] либо на прямом фотовоз-

Табл.1. Характеристики низколежащих ядерных уровней стабильных изотопов.

Элемент	ε_γ (кэВ)	M	τ_γ (нс)	Π	β
$^{201}_{80}\text{Hg}$	1.556	1/2-	1 – 10	M1 + E2	$(2 - 5) \cdot 10^4$
$^{181}_{73}\text{Ta}$	6.238	9/2-	6050	E1	70.5
$^{169}_{69}\text{Tm}$	8.4103	3/2+	4.08	M1 + E2	285
$^{83}_{36}\text{Kr}$	9.396	7/2+	147	M1 + E2	17.09
$^{187}_{76}\text{Os}$	9.746	3/2-	2.38	M1(+ E2)	264
$^{45}_{21}\text{Sc}$	12.40	3/2+	$3.18 \cdot 10^6$	(M2)	632
$^{73}_{32}\text{Ge}$	13.275	5/2+	2950	E2	1120
$^{57}_{26}\text{Fe}$	14.4129	3/2-	98.3	M1 + E2	8.56
$^{151}_{63}\text{Eu}$	21.541	7/2+	9.6	M1 + E2	28
$^{161}_{66}\text{Dy}$	25.6515	5/2-	29.1	E1	2.35
$^{201}_{80}\text{Hg}$	26.269	5/2-	0.630	M1 + E2	76.7

Примечания: ε_γ – энергия возбуждения; M – момент и четность; $\tau_\gamma = [\Gamma_2(1 + \beta)]^{-1}$ – полное время жизни; $\beta = P_e/P_\gamma$ – коэффициент внутренней конверсии; Γ_2 – радиационная ширина ядерного перехода; $P_{e,\gamma}$ – вероятность распада по каналу внутренней электронной конверсии и гамма-распада соответственно; Π – мультипольность перехода.

буждении с использованием источников синхротронного излучения [111, 112].

Следует отметить, что характеристики низколежащих ядерных уровней (даже при стабильном основном состоянии ядра) зачастую неизвестны (см., напр., табл.1). Для метастабильных изотопов ситуация, когда ряд параметров не определен, встречается значительно чаще. Важным положительным фактором является и «мгновенность» возбуждения низколежащих ядерных уровней в плазме в силу выполнения соотношения $\tau_\gamma \gg \tau_p$ (τ_γ – полное время жизни возбужденного состояния, τ_p – время существования горячей плотной плазмы).

Возможность наблюдения возбуждения низколежащих ядерных уровней в лазерной плазме обсуждается на протяжении более 20 лет [104, 113, 114]. Экспериментальные попытки использования лазерной плазмы низкой плотности немногочисленны [115, 116] и не увенчались успехом [117]. Основные трудности связаны с низкой эффективностью возбуждения лазерными импульсами наносекундной длительности вследствие низкой температуры электронов плазмы и ее малой плотности. Как было указано в [7, 118], плазма СКИ свободна от этих недостатков и обладает одновременно достаточной температурой электронов и твердотельной плотностью ядер.

В экспериментах [8, 119] был впервые зарегистрирован гамма-распад низколежащего ядерного уровня с энергией 6.238 кэВ стабильного изотопа ^{181}Ta , возбуждаемого в плотной горячей плазме, создаваемой СКИ с $Q \sim 0.005 - 0.01$, $\tau \approx 200$ фс (рис.8). Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показало [119, 120], что возбуждение происходит не только в объеме плазмы, но и в области с линейными размерами порядка длины экстинкции рентгеновского излучения. В то же время вероятность возбуждения, оцененная исходя из экспериментальных данных, превышает аналогичную величину, полученную численным расчетом, примерно на порядок. В принципе, такая ситуация характерна для спектроскопии низколежащих ядерных уровней [114, 121] и отражает необходимость улучшения как экспериментальных методик, так и теоретических представлений.

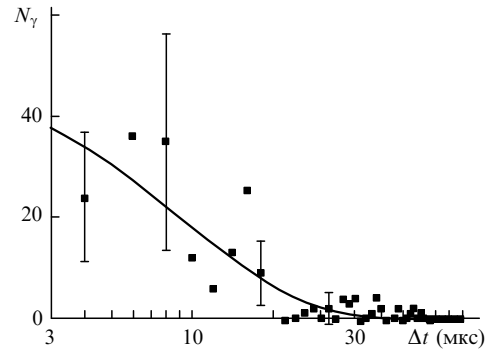


Рис.8. Зависимость числа зарегистрированных гамма-квантов N_γ мишени из ^{181}Ta от времени задержки Δt относительно возбуждающего лазерного импульса [119].

Возбуждение низколежащих ядерных уровней в лазерной плазме возможно по различным каналам, как ядерно-электронным, так и ядерно-фотонным [7, 118]. Основной вклад дают такие каналы возбуждения, как неупругое рассеяние электронов на ядрах [117, 122], обратная внутренняя электронная конверсия [123], а также фотовозбуждение рентгеновским излучением плазмы [124]. Последнее и является доминирующим механизмом возбуждения в случае плазмы СКИ.

Эффективность возбуждения ядер в плазме СКИ может быть рассчитана на основе двухуровневой модели ядерных переходов. Это связано с тем, что, во-первых, энергетические спектры электронов и рентгеновского излучения плазмы перекрываются, как правило, лишь с одним из ядерных уровней. Во-вторых, поскольку накачка является некогерентной, то интерференционные явления практически исключены. Дополнительные упрощения возникают в результате малости времени возбуждения τ_p по сравнению с временами продольной и поперечной релаксации ($\Gamma_{1,2}\tau_p \ll 1$) и малости числа возбужденных ядер n_2 по сравнению с общим их числом в облучаемой области. Тогда [125]

$$n_2 = n_0 \frac{2\pi}{\hbar^2} \iint \left\{ \frac{2\Gamma_2 |H'_{12}(\omega)|^2}{\Gamma_2^2 + (\omega - \omega_0 + \Delta)^2} - \frac{\Gamma_2 [H'_{12}(\omega_0 + \Delta)H_{12}^*(\omega) + H'_{12}(\omega)H_{12}^*(\omega_0 + \Delta)]}{\Gamma_2^2 + (\omega - \omega_0 + \Delta)^2} + i \frac{(\omega - \omega_0) [H'_{12}(\omega_0 + \Delta)H_{12}^*(\omega) - H'_{12}(\omega)H_{12}^*(\omega_0 + \Delta)]}{\Gamma_2^2 + (\omega - \omega_0 + \Delta)^2} \right\} \times g(\Delta) d\Delta d\omega,$$

где n_0 – концентрация изотопа в объеме плазмы; Δ – отстройка от центра линии перехода; $g(\Delta)$ – профиль линии неоднородного уширения, обусловленного всеми перечисленными выше причинами; $H'_{12}(\omega)$ – фурье-компонента матричного элемента гамильтониана взаимодействия ядра с внешними электромагнитными полями и зарядами, возникающими в плазме; ω_0 – частота ядерного перехода; Γ_2 – радиационная ширина ядерного перехода. Следует отметить, что, если длительность возбуждающего импульса становится сравнима с временем поперечной релаксации ($\Gamma_2\tau_p \gtrsim 1$), но остается меньше времени продольной релаксации ($\Gamma_1\tau_p \ll 1$), формула

(7) еще более упрощается: в этом случае в фигурных скобках в (7) можно оставить лишь первый член.

Как мы отмечали в предыдущих разделах, высокочастотная часть спектра рентгеновского излучения плазмы в основном формируется за счет неупругого рассеяния горячих электронов на ионах плазмы. Спектральные плотности продольного и поперечного поля накачки можно связать со спектральными зависимостями плотности заряда $\rho_z(\mathbf{r}, t)$ и тока $\mathbf{j}_z(\mathbf{r}, t)$ электронов и ионов разной кратности ионизации $z = \pm 1, +2, +3, \dots$. Если частица испытывает неупругие столкновения в случайные моменты времени t_i и длительность каждого соударения τ_0 зависит от скорости частицы непосредственно перед столкновением $v_i = v(t = t_i)$ согласно выражению $\tau_0^{-1} = \alpha v$, то

$$\langle A^*(\omega)A(\omega') \rangle = \sqrt{\pi} \left(\frac{e}{2\pi c} \right)^2 \sum_{i=0}^N \int_{t_i}^{t_{i+1}} \frac{v^2(t)}{R^2(t)} \exp(i\zeta t) dt \times \left\langle \tau_0 \exp \left(-\frac{\Omega^2 \tau_0^2}{4} \right) \right\rangle, \tag{8}$$

где N – число столкновений; $\mathbf{R}(t)$ – радиус-вектор электрона в момент времени t ; $\zeta = \omega - \omega'$; $\Omega = (\omega + \omega')/2$. Естественно положить, что длительность каждого соударения τ_0 много меньше времени свободного пробега $t_0 = \langle t_{i+1} - t_i \rangle$, а распределение по случайным скоростям v_i совпадает с распределением по скоростям частиц в плазме и является максвелловским. Вводя спектральную плотность интенсивности излучения $I(\omega)$ в интервале частот $d\omega$ и телесном угле $d\omega$: $dI = (c/4\pi) \langle E^2(t)R^2(t) \rangle d\omega = \int I(\omega) d\omega d\omega$, из (8) получаем

$$I(\omega) = \frac{e^2 \langle v^2 \rangle \omega^3}{(2\pi\alpha v_0)^2 c^3} K_1 \left(\frac{\omega}{\alpha v_0} \right), \tag{9}$$

где $K_1(x)$ – модифицированная функция Бесселя;

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} v^2(t) dt$$

– средний за время свободного пробега t_0 квадрат скорости частицы; $v_0 = (2kT_e/m_e)^{1/2}$ – наиболее вероятная скорость максвелловского распределения. Зависимость $I(\omega)$ показана на рис.9. Качественно вид зависимости $I(\omega)$ напоминает аналогичную зависимость для излучения абсолютно черного тела, однако максимум спектральной плотности излучения плазмы достигается на частоте $\omega_m = 2\alpha v_0$, равной обратному среднему времени соударения частиц в плазме.

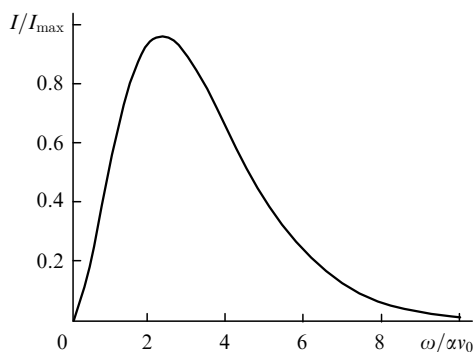


Рис.9. Спектральная зависимость нормированной интенсивности I/I_{\max} рентгеновского свечения лазерной плазмы, рассчитанная по формуле (9).

Оценим эффективность возбуждения низколежащего ядерного уровня с энергией 10 кэВ и временем жизни $\tau_\gamma = 10$ нс. Согласно формуле (7), если уровень связан с основным уровнем электродипольным переходом, то эффективность возбуждения определяется выражением

$$\eta = \frac{n_2}{n_0} = \frac{4\pi}{\hbar^2} |d_{20}|^2 |E(\omega_0)|^2, \tag{10}$$

где d_{20} – дипольный момент ядерного перехода. Пусть $\tau_p \approx \tau$, тогда $E(\omega_0) = (1/2\pi) \int_0^{\tau_p} E_0 dt$ и $\eta = |\Sigma|^2/\pi$, где $\Sigma = d_{20} \int_0^{\tau_p} E_0(t) dt/\hbar$ – площадь импульса. Таким образом, мы видим, что формула (10), несмотря на то что она получена в рамках теории возмущений, дает вполне реалистичную оценку эффективности возбуждения даже при $\eta \approx 1$. В качестве характерного масштаба напряженности поля рентгеновского излучения плазмы, определяющего степень его взаимодействия с ядерным переходом, удобно взять напряженность E_m , при которой осуществляется полная инверсия населенностей ($\eta = 1$). Мы видим, что если спектр излучения плазмы однороден в пределах ширины линии ядерного перехода, то интегральная по спектру эффективность возбуждения ядер от ширины уровня практически не зависит. Из (10) нетрудно получить, что $\eta = 1$ при напряженности поля $E_m = 10^9$ В/см.

С другой стороны, из (9) получаем выражение

$$|E_0|^2 = \left(\frac{\omega}{\alpha v_0} \right)^3 K_1 \left(\frac{\omega}{\alpha v_0} \right) \frac{N}{\pi r_0^2} \frac{3e^2 T_e \omega_m \Delta_D}{m_e c^4},$$

где Δ_D – доплеровская ширина перехода; $r_0^2 \approx \langle R^2(t) \rangle$; N – число столкновений электронов за время существования плазмы, которое можно оценить следующим образом: $N = Zn_0 V \tau_p v_{ei}$; V – объем области возбуждения. Подставляя в последнее выражение характерные значения параметров при интенсивности лазерного излучения $I \sim 10^{16}$ Вт/см², получаем $\eta = |E_0/E_m|^2 \approx 10^{-10} - 10^{-11}$. Аналогично может быть проведен расчет спектра продольного электромагнитного поля, ответственного за столкновительное или кулоновское возбуждение ядер.

Основными каналами распада низколежащих ядерных состояний являются внутренняя электронная конверсия и гамма-распад. На кинетику распада существенное влияние могут оказывать процессы, протекающие при ионизации, рекомбинации и остывании плазмы. Действительно, ионизация атомных оболочек может привести к полному либо частичному подавлению внутренней электронной конверсии – основного канала распада возбужденного ядерного уровня [110, 126]. Это, в свою очередь, приводит к увеличению времени жизни возбужденного ядерного состояния, появлению новых каналов распада типа электронного мостика [127, 128] и пр. Проведенный численный анализ показал [129], что необходимая для запрета внутренней электронной конверсии кратность ионизации ионов может быть реализована в плазме ртути при возбуждении низколежащего уровня с энергией 1.561 кэВ изотопа ²⁰¹Hg.

7. Создание инверсии населенности на ядерных переходах

Существенное расширение поля исследований в рассматриваемой области связано с переходом к изучению низколежащих ядерных уровней метастабильных изото-

пов. Одной из задач может стать поиск подходящих кандидатов для создания инверсии населенности на ядерных переходах.

Как видно из табл.1, время жизни низколежащих ядерных уровней значительно превышает время жизни плазмы, поэтому возможно создание инверсии за время существования плазмы. Кроме того, для получения инверсии населенности на ядерном уровне с энергией ~ 10 кэВ при твердотельной плотности ядер необходима интенсивность рентгеновского излучения в полосе ядерного перехода $\sim 10^{16}$ Вт/см², что соответствует интенсивности лазерного излучения $I > 10^{21}$ Вт/см². При таких интенсивностях температура электронов превышает 10 МэВ и для рассматриваемого диапазона энергий переходов оказывается далекой от оптимальной температуры $T_h \approx \varepsilon_\gamma$.

С точки зрения наблюдения индуцированного излучения на ядерных переходах представленные в табл.1 изотопы можно разделить на две группы. В случае ядер с высоким коэффициентом конверсии на переходе в основное состояние (²⁰¹Hg, ¹⁸¹Ta, ¹⁶⁹Tm, ¹⁸⁷Os, ⁷³Ge) можно надеяться лишь на возможность генерации в плазменном слое, содержащем ионы с высокой кратностью ионизации, поскольку коэффициент конверсии в этом случае может быть полностью или сильно подавлен. В случае изотопов с относительно низким коэффициентом конверсии (⁸³Kr, ⁵⁷Fe, ¹⁶¹Dy) более предпочтительной является попытка создания инверсии в твердотельном образце. Такая инверсия может быть реализована, например, для многокомпонентной мишени, состоящей из металлической фольги, служащей источником рентгеновского излучения, и активного тела, не находящегося в тепловом контакте с ней. Это значительно уменьшает доплеровское уширение и, в принципе, позволяет развивать схемы мессбауэровского гамма-лазера.

При использовании СКИ с $Q \approx 1$ температура горячих электронов достигает сотен килоэлектронвольт, что открывает возможность возбуждения и более высоколежащих ядерных уровней. Рассмотрим ядра изотопов ⁷³Ge, ⁸³Kr (табл.2), а также ¹⁰⁷Ag, ¹⁰⁹Ag, ¹¹⁹Sn. Эти ядра имеют ряд общих черт. Во-первых, радиационный распад первых двух возбужденных уровней является каскадным, т. е. гамма-переход со второго возбужденного уровня происходит на первый, а переход в основное состояние запрещен. Во-вторых, все они содержат долгоживущее изомерное состояние с временем жизни порядка 1 с и бо-

Табл.2. Низколежащие ядерные уровни изотопов для генерации по трехуровневой схеме.

Элемент	ε_γ (кэВ)	M	τ_γ (нс)	γ -переход			β
				П	I_γ	ε'_γ (кэВ)	
	0	9/2+					
	13.275	5/2+	2950	E2	100	13.275	1120
⁷³ Ge	66.716	1/2-	$0.499 \cdot 10^9$	M2	100	53.440	8.67
	68.752	(7/2)+	1.74			55.42	
	68.752	(7/2)+	1.74	M1 + E2	100	68.752	0.227
	0	9/2+					
⁸³ Kr	9.396	7/2+	147	M1 + E2	100	9.396	17.09
	41.543	1/2-	1.83 ч	E3	100	32.1473	2035

Примечания: ε'_γ – энергия гамма-перехода; I_γ – приведенная интенсивность гамма-перехода. Остальные обозначения те же, что и в табл.1.

лее. В-третьих, указанные переходы имеют достаточно высокий коэффициент электронной конверсии.

В рассматриваемой схеме создания инверсии населенностей температура T_h должна обеспечивать каскадное возбуждение рентгеновским излучением плазмы второго возбужденного уровня ядер или его непосредственное возбуждение в результате неупругого электронного рассеяния. Расширяющаяся плазма, содержащая ионы с высокой кратностью ионизации, осаждается на какую-либо поверхность, где происходит полная их нейтрализация. За время жизни изотопов ⁷³Ge, ⁸³Kr, ¹¹⁹Sn во втором возбужденном состоянии можно наработать достаточно большое число ядер в изомерном состоянии. Образовавшиеся в результате конверсионного распада на переходе $2 \rightarrow 1$ ионы вытягиваются фокусирующим электрическим полем и осаждаются на подложку, где формируется активное тело гамма-лазера. Наиболее перспективным изотопом для создания гамма-лазера в рамках указанной схемы являются изотопы ⁸³Kr, поскольку их второе возбужденное состояние имеет невысокую энергию и оптимальное время жизни с точки зрения наработки значительного числа изомеров. Большое время жизни изотопов серебра (¹⁰⁷Ag, ¹⁰⁹Ag) в первом возбужденном состоянии позволяет надеяться на возможность формирования активного тела гамма-лазера в виде кристаллической пленки на охлажденной кристаллической подложке.

Последний метод создания инверсии может быть применен и для развития четырехуровневых схем лазерной генерации (табл.3). В этом случае ядра, находящиеся на уровне 2, селективируются в результате конверсионного

Табл.3. Низколежащие ядерные уровни изотопов для генерации по четырехуровневой схеме. Обозначения те же, что и в табл.1, 2.

Элемент	ε_γ (кэВ)	M	τ_γ (нс)	γ -переход			β
				П	I_γ	ε'_γ (кэВ)	
	0	5/2+					
	83.36720	7/2+	0.793	M1 + E2	100	83.36717	3.82
¹⁵³ Eu	97.43103	5/2-	0.198	E1	0.12	14.06383	11.2
	97.43103	5/2-	0.198	E1	100	97.43100	0.307
	103.18016	3/2+	3.85	E2		19.81296	3290
	103.18016	3/2+	3.85	M1 + E2	100	103.18012	1.72
	0	3/2-					
	60.0087	5/2-	0.193	M1 + E2	100	60.0086	9.36
	86.5460	5/2+	6.50	E1	1.03	26.533	2.00
¹⁵⁵ Gd	86.5460	5/2+	6.50	E1	100	86.545	0.434
	105.3109	3/2+	1.16	M1 + E2	0.23	18.764	375
	105.3109	3/2+	1.16	E1	6.27	45.2972	0.445
	105.3109	3/2+	1.16	E1	100	105.305	0.256
	0	3/2-					
	54.533	5/2-	0.130	M1 + E2	100	54.548	12.40
¹⁵⁷ Gd	63.917	5/2+	460	E1	7.1	9.365	30.8
	63.917	5/2+	460	E1	100	63.929	0.971
	115.717	7/2+		M1 + E2	100	51.834	14.61
	0	3/2-					
	30.814	9/2-	5.8 ч	M3 + E4	100	30.814	324000
¹⁸⁹ Os	36.202	1/2-	0.53	M1 + E2	100	36.202	21.0
	69.537	5/2-	1.62	E2	0.19	33.335	739
	69.537	5/2-	1.62	M1 + E2	100	69.537	8.48

распада на переходе $3 \rightarrow 2$, а переходом генерации является переход $2 \rightarrow 1$ или переход $2 \rightarrow 0$. Среди изотопов, обладающих необходимой структурой уровней, можно отметить ^{153}Eu , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{189}Os . Существенным отличием четырехуровневой схемы от трехуровневой является, например, то, что у изотопов ^{153}Eu , ^{155}Gd и ^{189}Os третий возбужденный уровень связан с основным уровнем ядра радиационным переходом, имеющим низкий коэффициент конверсии. Следовательно, возбуждение ядра на третий уровень можно осуществлять отфильтрованным рентгеновским излучением лазерной плазмы в многокомпонентной мишени, что позволит избежать нейтрализации ионов плазмы. Преимуществом четырехуровневой схемы с активным переходом $2 \rightarrow 1$ (изотопы ^{153}Eu , ^{155}Gd) является также и то, что она нечувствительна к наличию в активной области гамма-лазера ядер, находящихся в основном состоянии. Это существенно снижает технологические требования к процессу приготовления активной области.

Среди стабильных изотопов, имеющих низколежащие ядерные уровни с энергией меньше сотен килоэлектронвольт, есть изотопы, которые позволяют развивать традиционные для лазеров видимого диапазона трех- и четырехуровневые схемы генерации. В изотопе ^{161}Dy первые пять возбужденных уровней связаны радиационными переходами с основным состоянием и, следовательно, могут возбуждаться рентгеновским излучением лазерной плазмы. В качестве переходов лазерной генерации могут рассматриваться переходы $2 \rightarrow 1$ ($\epsilon_\gamma = 18.15$ кэВ), $3 \rightarrow 1$ (49.92 кэВ), $4 \rightarrow 2$ (56.64 кэВ), $5 \rightarrow 2$ (59.235 кэВ) и $5 \rightarrow 1$ (77.414 кэВ). Наиболее перспективными, по-видимому, являются переходы, заканчивающиеся на втором возбужденном уровне, поскольку его время жизни (0.83 нс) в 35 раз меньше времени жизни первого возбужденного уровня.

Большой интерес для развития схем генерации на ядерных переходах представляет изотоп ^{171}Yb , поскольку его третий возбужденный уровень с энергией 95.272 кэВ имеет время жизни 5.25 мс. Этот уровень связан радиационным переходом лишь со вторым возбужденным уровнем с энергией 75.878 кэВ. Однако третий уровень может быть возбужден за счет неупругих электрон-ионных и ион-ионных соударений или же радиационным путем через четвертый возбужденный уровень с энергией 122.418 кэВ. Последний связан с третьим уровнем сильным радиационным переходом с мультипольностью E1.

Предложенные выше трех- и четырехуровневые схемы создания гамма-лазеров могут быть использованы при постановке экспериментов по регистрации стимулированного гамма-излучения. Для проведения таких экспериментов достаточно относительно небольшого числа возбужденных ядер. Рассмотрим для примера изотоп ^{83}Kr . После возбуждения в лазерной плазме и окончания рекомбинации газ атомов, включающий в себя в том числе и атомы с ядрами, находящимися во втором возбужденном состоянии, может быть охлажден и помещен в атомную ловушку. Это может быть легко реализовано благодаря большому времени жизни второго возбужденного состояния (1.83 ч). Атомы, испытавшие конверсионный распад, в результате отдачи при испускании электрона будут покидать атомную ловушку. Образовавшиеся в результате ионы могут быть легко пойманы в ионную ловушку. Регистрация стимулированного излу-

чения может быть основана на измерении временных или спектральных характеристик распада ансамбля возбужденных ядер, находящихся в ионной ловушке, при равных числах ядер.

8. Инициирование термоядерных реакций

Одним из перспективных приложений плазмы СКИ может стать создание источника сверхкоротких импульсов быстрых нейтронов. Следует отметить, что для плазмы СКИ выполнение критерия Лоусона [4] невозможно, что означает и невозможность инициирования самоподдерживающейся термоядерной реакции в такой плазме. Хотя часть термоядерных реакций не имеет энергетического порога, однако их сечение очень сильно (при малых энергиях – экспоненциально) зависит от энергии сталкивающихся ядер, достигая максимума в области 1 МэВ для DD-реакции и в области ~ 100 кэВ для DT-реакции [130]. При энергиях ядер менее 100 эВ сечение DD-реакции настолько мало ($\sigma_{dd} < 10^{-38}$ см²), что выход нейтронов N_n при типичных параметрах эксперимента (в частности, при объеме плазмы $\sim 10^{-11}$ см³) тоже мал [11]:

$$N_n \approx \frac{N_d}{2} \langle \sigma v \rangle_{dd} n_d \ll 1, \quad (11)$$

где N_d , n_d – число ускоренных дейтронов и концентрация дейтерия в плазме.

Температура ионов в плазме СКИ не превышает 50 эВ, и для эффективного протекания термоядерной реакции и получения значимого числа нейтронов необходим дополнительный разогрев ионов плазмы либо их ускорение до энергий в несколько килоэлектронвольт. Такое ускорение может быть получено при облучении дейтерированных мишеней импульсами релятивистской интенсивности: дейтроны могут ускоряться подобно протонам в глубь мишени до энергий в единицы мегаэлектронвольт.

Так, в плазме полистиреновой мишени, созданной СКИ с $Q \sim 1.5$ и $\tau \approx 1.3$ пс [131], выход нейтронов N_n составил до $7 \cdot 10^7$ нейтр./имп. при $W \sim 20$ Дж. Для генерации нейтронов СКИ с $\tau \approx 160$ фс и $Q \sim 0.3$ [132] оказалось необходимым использовать предимпульс, содержащий до 15 % энергии от основного импульса и опережающий его на 300 пс. Авторы [132] считали, что в основном дейтроны ускоряются в радиальном направлении за счет кулоновского взрыва в плазменном канале. Большой выход нейтронов ($N_n \sim 10^4$ нейтр./имп.) был получен в недавних экспериментах [133] при использовании СКИ с $\tau \approx 50$ фс, $Q \sim 0.3$ и невысоким контрастом. Исследование угловых и энергетических спектров нейтронов позволило выявить две нейтронные компоненты, соответствующие как радиальному ускорению дейтронов, так и ускорению их вдоль оси лазерного пучка внутрь мишени.

Иной механизм ускорения ионов был использован в работе [134], где эксперименты проводились со сверхкороткими импульсами с длительностью $\tau \approx 300$ фс, $Q \sim 2.5$ и контрастом до 10^{12} . Исследование угловых зависимостей выхода нейтронов показали, что ионы на границе плазма – вакуум ускоряются преимущественно вдоль оси лазерного пучка. Кроме того, была выявлена сильная зависимость выхода нейтронов от интенсивности лазерного излучения: уменьшение интенсивности вдвое по сравнению с максимальной снижало выход нейтронов

Табл.4. Параметры нейтронных источников.

Q	W (мДж)	N_d (дейтр./имп.)	ε_d (кэВ)	σ_{dd} (мБарн)	N_n (нейтр./имп.)	η_n (Дж ⁻¹)	η_d	τ_n (пс)	Литература
1.5	20000	$8 \cdot 10^{13}$	100	20	10^8	5000	$0.9 \cdot 10^{-6}$	2 – 3	[131]
2.5	7000	10^{11}	550	70	10^7	1400	10^{-4}	< 1	[134]
0.3	200	$4 \cdot 10^{10}$	200 – 300	35 – 45	140	0.7	$3.5 \cdot 10^{-9}$	1 – 3	[132]
0.3	300	$\sim 10^{10}$	200 – 300	35 – 45	10^4	33.3	10^{-6}	< 1	[133]
0.05	200	10^{15}	2.5	0.2	10^4	100	10^{-10}	200	[83]
0.0025	0.3	10^8	2 – 3	0.2	5	15	$5 \cdot 10^{-8}$	1	[11]

Примечания: ε_d – средняя энергия дейтронов; σ_{dd} – среднее сечение DD-реакции при энергии ε_d ; τ_n – длительность нейтронного импульса.

на порядок, что может быть связано с пороговым характером формирования канала в плотной плазме [64].

Повышение ионной температуры плазмы в наноструктурированных мишенях существенно увеличивает сечение термоядерной реакции, инициируемой непосредственно в объеме плазмы. Действительно, поскольку разлетная скорость ионов составляет $10^7 - 10^8$ см/с уже при интенсивностях 10^{16} Вт/см², то энергия дейтронов при взрыве наноструктур превышает 1 кэВ [76]. Эта энергия непосредственно трансформируется в температуру дейтронов. Скорость $\langle \sigma v \rangle_{dd}$ беспороговых реакций ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(d, p){}^4\text{He}$ быстро растет с ростом энергии дейтронов, увеличиваясь от $\sim 10^{-35}$ см³/с при энергии 50 эВ до $\sim 10^{-19}$ см³/с при энергии 5 кэВ. Проведенные эксперименты с такого рода мишенями при $Q \sim 0.002 - 0.06$ и $\tau \approx 35$ фс [10, 83, 135] показали, что эффективность генерации нейтронов не уступает эффективности, полученной при релятивистских интенсивностях (табл.4). При облучении кластерной струи дейтерия получено $N_n \lesssim 10^4$ нейтр./имп. при $W \sim 0.1$ Дж, а при использовании лазерно-модифицированной дейтерированной титановой мишени зарегистрировано $N_n \sim 5$ нейтр./имп. при $W \sim 300$ мкДж ($Q \sim 0.0025$, $\tau \approx 200$ фс) [11].

Эффективность генерации нейтронов η_n , полученная в различных экспериментах, приведена в табл.4. Здесь введены два определения эффективности: эффективность $\eta_n = N_n/W$ по энергии и эффективность $\eta_d = N_n/N_d$ по числу ускоренных дейтронов N_d . Анализ табл.4 показывает, что наиболее эффективно термоядерная реакция протекает для импульсов с высоким контрастом при максимальной интенсивности лазерного излучения, т. е. в условиях, когда ускорение ионов происходит при «продавливании» плотной плазмы релятивистским лазерным импульсом [134].

Высокий выход нейтронов в работе [131] связан, возможно, с большей длительностью лазерного импульса и оптимальными условиями для разогрева плазмы и ускорения большого числа дейтронов в области взаимодействия с высокой плотностью холодных атомов дейтерия. Очевидным недостатком подхода, развитого в [132], является низкая плотность холодных ионов дейтерия вокруг плазменного канала, формируемого в подкритической плазме. В настоящее время эффективность нейтронного источника при умеренных интенсивностях лазерного излучения ниже, чем при релятивистских, однако следует обратить внимание на малое сечение реакции при достигнутых температурах дейтериевой плазмы. Увеличение выхода нейтронов в структурированных мишенях может быть получено, в частности, при использовании более плотно упакованных металлических наноструктур типа щеток [86], которые могут быть насыщены дейтерием под давлением. В этом случае уже при энергии ла-

зерного импульса 1 мДж можно ожидать генерации до 1000 нейтр./имп.

Дальнейшее увеличение числа быстрых дейтронов при использовании СКИ релятивистской интенсивности связано с определением оптимальных (для протекания реакции) механизма ускорения ионов, интенсивности лазерного излучения и его контраста. При этом следует иметь в виду, что сечение термоядерной DD-реакции зависит от энергии сталкивающихся ионов немонокотонно, имея широкий максимум в области 0.5 – 5 МэВ. Это означает, что увеличение интенсивности свыше 10^{19} Вт/см², при которой средняя энергия дейтронов достигает 5 МэВ, неэффективно. С другой стороны, ряд термоядерных реакций с выходом нейтронов имеют максимальные сечения в области энергий свыше 1 МэВ (${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}(d, n){}^{13}\text{N}$, ${}^{10}\text{B}(d, n){}^{11}\text{C}$ и др.) и для таких реакций оптимум по интенсивности может быть существенно выше.

Важной особенностью нейтронного термоядерного источника на основе плазмы СКИ является малая длительность нейтронного импульса. Формирование переднего фронта нейтронного импульса в наноструктурированных мишенях определяется временем термализации ионов, т. е. временем замыкания структуры t_s . Основными механизмами ограничения длительности нейтронного импульса являются газодинамический разлет плазменного сгустка в вакуум, приводящий к быстрому уменьшению средней плотности и остыванию плазмы, а также охлаждение ионного компонента плазмы за счет электрон-ионной релаксации.

Длительность нейтронного импульса τ_n может быть оценена по формуле $\tau_n \approx t_s + (\tau_a^{-1} + \tau_{ei}^{-1})^{-1}$, где τ_{ei} – время электрон-ионной релаксации. Поскольку выход нейтронов пропорционален произведению квадрата плотности дейтронов n_d на объем плазмы V (см. (11)), за время τ_a можно принять время, в течение которого плотность плазмы уменьшается вдвое. Для кластерной дейтериевой мишени электрон-ионная релаксация отсутствует, а время $\tau_a \sim 100 - 300$ пс [135]. Для твердотельной структурированной мишени τ_{ei} и τ_a совпадают по порядку величины: $\tau_a \sim 1 - 10$ пс, $\tau_{ei} \sim 10$ пс [61] (следует также учесть, что скорость электрон-ионной релаксации уменьшается при расширении плазмы).

Таким образом, длительность нейтронного импульса определяется, в первую очередь, расширением плазмы в вакуум и составляет единицы пикосекунд для твердотельной мишени и сотни пикосекунд – для кластерной. Проведенные в [135] времяпролетные нейтронные измерения подтверждают такую оценку, поскольку в пределах погрешности измерения (1 нс) разброс энергий нейтронов соответствует ожидаемой энергии 2.45 МэВ, т. е. длительность нейтронного импульса заведомо меньше

1 нс. Ширина энергетического спектра термоядерных нейтронов ΔE_n определяется как разбросом энергий дейтронов ΔE_d , так и зависимостью энергии нейтрона от угла между скоростями сталкивающихся дейтронов [133]. Так, в экспериментах [133] ширина спектра нейтронов достигала 700 кэВ, а для кластерной мишени – порядка 200 кэВ [135]. Это означает, что длительность τ_n при удалении от источника будет линейно нарастать: уже на расстоянии 1 м от источника $\tau_n \sim 0.15$ мкс в случае кластерной мишени и ~ 0.5 мкс в случае твердотельной мишени. Следует отметить, что при использовании умеренных интенсивностей нейтронный источник оказывается квазимонохроматическим с шириной спектра порядка 10 кэВ.

Интересным представляется оценить интенсивность I_n нейтронного источника на основе наноструктурированных мишеней:

$$I_n \approx \frac{N_n}{S\tau_n},$$

где $S = \pi r_0^2$, $r_0 \sim 3 - 5$ мкм. При генерации 10^4 нейтронов $I_n \sim 10^{22}$ нейтр. \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-2}$, что превышает интенсивность современных нейтронных генераторов.

Кроме термоядерных реакций с выходом нейтронов, имеется широчайший набор термоядерных реакций с выходом таких продуктов реакции, как гамма-кванты (${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$, максимум сечения реакции находится в области 550 кэВ, ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$, 0.4–1 МэВ), альфа-частицы (${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$, 2–3 МэВ, ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$, 0.7–4 МэВ, ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^3\text{Li}$, 0.6–1 МэВ, ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^8\text{Be}$, 0.7 МэВ) и др. Таким образом, при инициировании термоядерной реакции в плазме СКИ можно получать короткие импульсы и других ядерных излучений.

9. Заключение

Проведенный анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что при релятивистских интенсивностях ($Q > 1$) ускорение электронов в плазме СКИ до энергий свыше 1 МэВ превращает плазму СКИ в источник корпускулярного и электромагнитного излучения, способного инициировать ядерные процессы в веществе. Плазма СКИ является источником быстрых ионов с большим зарядом для сильноточных ионных ускорителей [136], а также протонных пучков, что позволяет обсуждать новые концепции быстрого поджига термоядерной реакции [137].

Уже в ближайшие годы может быть создан принципиально новый тип источника ядерного излучения на основе нового поколения фемтосекундных технологических лазеров с высокой средней мощностью. Речь идет о килогерцевых лазерных системах настольного типа, обеспечивающих наряду с интенсивностью, близкой к релятивистской, среднюю мощность лазерного излучения до 100 Вт. Работы по созданию таких фемтосекундных технологических лазеров ведутся уже в настоящее время [138]. В свою очередь создание лазерно-плазменных источников ядерного излучения связано, прежде всего, с оптимизацией параметров используемой лазерной системы и параметров мишени для получения максимального числа электронов определенной энергии.

Одним из наиболее очевидных и, возможно, коммерчески выгодных применений может стать наработка изо-

топов при облучении мишеней протонами из плазмы СКИ [68, 95]. Отметим также и новые возможности в изучении радиационной стойкости материалов, хемоядерных реакций с использованием сверхкоротких импульсов ядерного излучения. Другие перспективные приложения связаны с задачами медицинской физики и биофизики. Это томографические исследования с применением протонных и позитронных пучков, радиационная терапия, исследование относительной биологической эффективности излучений и др.

Проведенный анализ также показывает, что определенный класс задач (возбуждение низколежащих ядерных уровней и лазерное управление гамма-распадом, исследование инверсии населенности на ядерных уровнях с энергией 10–100 кэВ, создание нейтронных термоядерных источников), как правило, не требует использования релятивистских интенсивностей. Для получения лазерного излучения с параметром $Q \sim 0.01 - 0.1$ могут применяться относительно недорогие и коммерчески доступные фемтосекундные лазерные системы умеренной средней мощности (~ 1 Вт) настольного типа [139].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 99-02-18343, 99-02-16093, 00-02-17302) и ГНТП «Фундаментальная метрология».

1. Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Магницкий С.А., Платоненко В.Т. *Мощные пико- и фемтосекундные лазерные системы; вещество в сверхсильных световых полях* (Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики. М., ВИНТИ, 1991, т.4, с.19); Биглов З.А., Гордиенко В.М. *Мощные пико- и фемтосекундные лазерные системы; вещество в сверхсильных световых полях* (Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики. М., ВИНТИ, 1991, т.4, с.84).
2. Backus S., Durfee C.G., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Rev.Sci. Instrum.*, **69**, 1207 (1998).
3. Perry M.D., Pennington D., Stuart V.C. et al. *Optics Letts*, **24**, 160 (1999).
4. Мухин К.Н. *Экспериментальная ядерная физика* (М., Энергоатомиздат, 1983, т.1).
5. Лютер-Дэвис Б., Гамалий Е.Г., Янжи Ванг и др. *Квантовая электроника*, **19**, 317 (1992).
6. Platonenko V.T. *Laser Physics*, **2**, 852 (1992).
7. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Дыхне А.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 312 (1997).
8. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М. и др. *ЖЭТФ*, **118**, 1343 (2000).
9. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крюков П.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **8**, 26 (1968).
10. Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P. et al. *Nature*, **398**, 489 (1999).
11. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 577 (2000).
12. Soom B., Chen H., Fisher Y., Meyerhofer D.D. *J.Appl.Phys.*, **74**, 5372 (1993).
13. Rouse A., Audebert P., Geindre J.P. et al. *Phys.Rev.E*, **50**, 2200 (1994).
14. Варанавичюс А., Власов Т.В., Волков Р.В. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 523 (2000).
15. Gibbon P., Forster E. *Plasma Phys.Control.Fusion*, **38**, 769 (1996).
16. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997).
17. Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н., Тихончук В.Т. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
18. Gibbon P. *Phys.Rev.Letts*, **73**, 664 (1994).
19. Wharton K.B., Hatchett S.P., Wilks S.C. et al. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 822 (1998).
20. Zhang P., He J.T., Chen D.B. et al. *Phys.Rev.E*, **57**, R3746 (1998).
21. Gibbon P., Bell A.R. *Phys.Rev.Letts*, **68**, 1535 (1992).
22. Meyerhofer D.D., Chen H., Delletrez J.A. et al. *Phys.Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
23. Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E. et al. *Phys.Plasmas*, **4**, 447 (1997).

24. Kuhlke D., Herperts U., von der Linde D. *Appl.Phys.Letts*, **50**, 1785 (1987).
25. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 1 (1998).
26. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
27. Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E. et al. *Phys.Plasmas*, **7**, 2076 (2000).
28. Krueer W.L., Estabrook K. *Phys.Fluids*, **28**, 430 (1985).
29. Wilks S.C., Krueer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys.Rev.Letts*, **69**, 1383 (1992).
30. Yu W., Yu M.Y., Sheng Z.M., Zhang J. *Phys.Rev.E*, **58**, 2456 (1998).
31. Ruhl H., Sentoku Y., Mima K. et al. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 743 (1999).
32. Borisov A.B., Borovskiy A.V., Shirayev O.B. et al. *Phys.Rev.A*, **45**, 5830 (1992).
33. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Phys.Plasmas*, **5**, 1880 (1998).
34. Borghesi M., MacKinnon A.J., Bell A.R. et al. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 112 (1998).
35. Tajima T., Dawson J.M. *Phys.Rev.Letts*, **43**, 267 (1979).
36. Esarey E., Sprangle P., Ting A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 252 (1996).
37. Андреев Н.Е., Горбунов Л.М. *УФН*, **169**, 53 (1999).
38. Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Novikov V.N. et al. *Phys.Rev.E*, **59**, 7042 (1999).
39. Gahn C., Tsakiris G.D., Meyer-ter-Vehn J. et al. *Phys.Rev.Letts*, **83**, 4772 (1999).
40. Amiranoff F., Baton S., Bernard D. et al. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 995 (1998).
41. Malka V., Faure J., Marqués J.R. et al. *Phys.Plasmas*, **8**, 2605 (2001).
42. Malka G., Fuchs J., Amiranoff F. et al. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2053 (1997).
43. Guilletti D., Galimberti M., Gulietti A., Gizzi L.A. *Phys.Rev.E*, **64**, 5402R (2001).
44. Cowan T.E., Hunt A.W., Phillips T.W. et al. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 903 (2000).
45. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2686 (1997).
46. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys.Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
47. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Laser and Particle Beams*, **17**, 571 (1999).
48. Witte K., Gahn C., Meyer-ter-Vehn J. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **41**, B221 (1999).
49. Yu W., Bychenkov V., Sentoku Y. et al. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 570 (2000).
50. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E. et al. *Phys.Plasmas*, **8**, 542 (2001).
51. Tatarakis M., Lee P., Davies J.R. et al. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 999 (1998).
52. Kmetec J.D., Gordon C.L., Macklin J.J. et al. *Phys.Rev.Letts*, **68**, 1527 (1992).
53. Perry M.D., Sefcick J.A., Cowan T. et al. *Rev.Sci.Instrum.*, **70**, 265 (1999).
54. McCall G.H., Yuong F., Ehler A.W. et al. *Phys.Rev.Letts*, **30**, 1116 (1973).
55. Басов Н.Г., Бойко В.А., Захаров С.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 314 (1973).
56. Андреев Н.Е., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. *ЖЭТФ*, **76**, 976 (1979).
57. Gitomer S., Jones R.D., Begay F. et al. *Phys.Fluids*, **29**, 2679 (1986).
58. Wickens L.M., Allen J.E., Rumsby P.T. *Phys.Rev.Letts*, **41**, 243 (1978).
59. Young P.E., Guethlein G., Wilks S.C. et al. *Phys.Rev.Letts*, **76**, 3128 (1996).
60. Андреев А.А., Баянов В.И., Ваньков А.Б. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 907 (1996).
61. Волков Р.В., Голишников В.М., Гордиенко В.М. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 241 (2001).
62. Fewes A.P., Norreys P.A., Beg F.N. et al. *Phys.Rev.Letts*, **73**, 1801 (1994).
63. Clark E.L., Krushelnik K., Zepf M. et al. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 1654 (2000).
64. Есиркепов Т.Ж., Сентоку Ю., Мима К. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 80 (1999); Sentoku Y., Liseikina T.V., Esirkerov T.Zh. et al. *Phys. Rev.E*, **62**, 7271 (2000).
65. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., Umstadter D. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 4108 (2000).
66. Snavely R.A., Key M.H., Hatchett S.P. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 2945 (2000).
67. Clark E.L., Krushelnik K., Davies J.R. et al. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 670 (2000).
68. Nemoto K., Maksimchuk A., Banerjee S. et al. *Appl.Phys.Letts*, **78**, 595 (2001).
69. McPherson A., Thompson A., Borisov A.B. et al. *Nature*, **370**, 631 (1994).
70. Ditmire T., Donnelly T., Falcone R., Perry M.D. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 3122 (1995).
71. Murnane M.M., Kapteyn H.C., Gordon S.P. et al. *Appl.Phys.Letts*, **62**, 1068 (1993).
72. Gordon S.P., Donnelly T., Sullivan A. et al. *Optics Letts*, **19**, 484 (1994).
73. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
74. Nishikawa T., Nakano H., Ahn H., Uesugi N. *Appl.Phys.Letts*, **70**, 1653 (1997).
75. Wulker C., Theobald W., Gnass D.R. *Appl.Phys.Letts*, **68**, 1338 (1996).
76. Ditmire T., Springate E., Tisch J.W.G. et al. *Phys.Rev.A*, **57**, 369 (1998).
77. Schroeder W.A., Omenetto F.G., Borisov A.B. et al. *J.Phys.B*, **31**, 5031 (1998).
78. Крайнов В.П., Смирнов М.Б. *УФН*, **170**, 969 (2000).
79. Springate E., Hay N., Tisch J.W.G. et al. *Phys.Rev.A*, **61**, 063201 (2000).
80. Lezius M., Dobosz S., Normand D., Schmidt M. *Phys.Rev.Letts*, **80**, 261 (1998).
81. Ishikawa K., Blenski T. *Phys.Rev.A*, **62**, 063204 (2000).
82. Springate E., Hay N., Tisssch J.W.G. et al. *Phys.Rev.A*, **61**, 044101 (2000).
83. Zweiback J., Smith R.A., Cowan T.E. et al. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 2634 (2000).
84. Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *УФН*, **169**, 78 (1999).
85. Nishikawa T., Nakano H., Uesugi N., Serikawa T. *Appl.Phys.B*, **66**, 567 (1998).
86. Gordienko V.M., Dzhidzhoev M.S., Joukov M.A. et al. In: *Super-strong Fields in Plasmas. AIP Conf.Proc.* (N.Y., 1998, v. 426, p. 241).
87. Kulsar G., AlMawlawi D., Budnik F.W. et al. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 5149 (2000).
88. Boyer K., Luk T.S., Rhodes C.K. *Phys.Rev.Letts*, **60**, 557 (1988).
89. Аскарьян Г.А. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 179 (1988).
90. Shkolnikov P.L., Kaplan A.E., Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl. Phys.Letts*, **24**, 3471 (1997).
91. Быченко В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников В.Т. *ЖЭТФ*, **115**, 2080 (1999).
92. Perry M.D., Cowan T., Pennington D. et al. *Abstracts of IQEC'98. OSA Technical Digest Series* (Washington, OSA, 1998, v. 7, p. 74).
93. Perry M.D., Sefcick J.A., Cowan T. et al. *Rev.Sci.Instrum.*, **70**, 265 (1999).
94. Norreys P.A., Santala M., Clark E. et al. *Phys.Plasmas*, **6**, 2150 (1999).
95. Ledingham K.W.D., Norreys P.A. *Contemporary Physics*, **40**, 367 (1999).
96. Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T. et al. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 899 (2000).
97. Schwoerer H., Gibbon P., Dusterer S. et al. *Phys.Rev.Letts*, **86**, 2317 (2001).
98. Shkolnikov P.L., Kaplan A.E. *J.Nonlinear Opt.Phys.Mater.*, **6**, 161 (1997).
99. Грязных Д.А., Кандиев Я.З., Лыков В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **67**, 239 (1998).
100. Cowan T.E., Perry M.D., Key M.H. et al. *Laser Part. Beams*, **17**, 773 (1999).
101. Gahn C., Tsakiris G.D., Pretzler G. et al. *Appl.Phys.Letts*, **77**, 2662 (2000).
102. Santala M.I.K., Zepf M., Beg F.N. et al. *Appl.Phys.Letts*, **78**, 19 (2001).
103. Yamagiwa M., Koga J. *J.Phys.D*, **32**, 2526 (1999).
104. Morita M. *Prog.Theor.Phys.*, **49**, 1574 (1973).

105. Andreev A.V., Gordienko V.M., Savel'ev A.B. *Laser Physics*, **10**, 537 (2000).
106. Elton R.C. *X-ray lasers* (Boston, Academic Press, 1990).
107. Андреев А.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика и астрономия*, **35**, № 3, 28 (1994).
108. Collins C.B., Davanloo F., et al. *Phys.Rev.C*, **61**, 4305 (2000).
109. Грошев Л.В., Шапиро И.С. *Спектроскопия атомных ядер* (М. – Л., 1952).
110. Attallah F., Aiche M., Chemin G.F. et al. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 1715 (1995).
111. Chumakov A.I., Baron A.Q.R., Arthur J. et al. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 549 (1995).
112. Seto M., Yoda Y., Kikuta S. et al. *Phys.Rev.Letts*, **74**, 3828 (1995).
113. Летохов В.С. *Квантовая электроника*, **4**, 125 (1973).
114. Ткаля Е.В. *ЖЭТФ*, **102**, 379 (1992).
115. Izawa Y., Yamanaka S. *Phys.Letts B*, **88**, 59 (1979).
116. Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Вихарев В.Д. и др. *Ядерная физика*, **53**, 36 (1991).
117. Ткаля Е.В. *Письма в ЖЭТФ*, **53**, 441 (1991).
118. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Препринт физфака МГУ им. М.В.Ломоносова № 1* (М., 1997).
119. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 343 (1999).
120. Андреев А.В., Волков Р.В., Гордиенко В.М. и др. *Квантовая электроника*, **26**, 55 (1999).
121. Kishimoto S., Yoda Y., Seto M. et al. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 1831 (2000).
122. Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Солдатов А.А. и др. *Ядерная физика*, **48**, 1301 (1988).
123. Гольданский В.И., Намиотт В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **23**, 495 (1976).
124. Letokhov V.S., Yukov E.A. *Laser Physics*, **4**, 382 (1994).
125. Andreev A.V., Gordienko V.M., Savel'ev A.B. *ICONO'2001* (Minsk, Belarus, 2001, p. 4).
126. Attallah F., Aiche M., Chemin G.F. et al. *Phys.Rev.C*, **55**, 1665 (1997).
127. Стрижов В.Ф., Ткаля Е.В. *ЖЭТФ*, **99**, 697 (1991).
128. Cargeyre T., Harston M.R., Aiche M. et al. *Phys.Rev.C*, **62**, 024311 (2000).
129. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 567 (2001).
130. Бракнер К., Джорна С. *Управляемый термоядерный синтез* (М., Атомиздат, 1977).
131. Norreys P.A., Fews A.P., Beg F.N. et al. *Plasma Phys.Control.Fusion*, **40**, 175 (1998).
132. Pretzler G., Saemann A., Pukhov A. et al. *Phys.Rev.E*, **58**, 1165 (1998).
133. Hilsher D., Berndt O., Enke M. et al. *Phys.Rev.E*, **64**, 016414 (2001).
134. Disdier L., Garconnet J.-P., Malka G., Miquel J.-L. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 1454 (1999).
135. Zweiback J., Cowan T.E., Smith R.A. et al. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 3640 (2000).
136. Айронс Ф., Пикок Н., Пиз Р. *Квантовая электроника*, № 7, 20 (1972).
137. Roth M., Cowan T.E., Key M.H. et al. *Phys.Rev.Letts*, **86**, 436 (2001).
138. Backus S., Bartels R., Thompson S. et al. *Optics Letts*, **26**, 465 (2001).
139. Гордиенко В.М. *Препринт физфака МГУ им. М.В.Ломоносова № 13/2000* (М., 2000).