

Горизонты петаваттных лазерных комплексов

А.В. Коржиманов, А.А. Гоносков, Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев

Представлен обзор последних достижений в разработке сверхмощных лазеров. Обсуждается ряд возможностей, которые открываются в физике экстремальных световых полей в связи с появлением лазеров петаваттного уровня мощности.

PACS numbers: 41.75.Jv, 42.55.-f, 42.62.Be, 42.65.Yj, 52.38.Kd, 52.38.Ph

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201101b.0009

Содержание

1. Введение (9).
2. Краткий обзор крупномасштабных международных и национальных проектов в области разработки и применений сверхмощных лазеров (11).
 - 2.1. Европейский мегапроект ELI. 2.2. Международный проект HiPER. 2.3. Лазерный комплекс Vulcan-10PW. 2.4. Лазерный комплекс ILE-Apollo. 2.5. Лазерный комплекс PEARL-10.
3. Лазерное ускорение электронов: концепции, достижения и новые идеи (14).
 - 3.1. Ускорение сфокусированным лазерным полем. 3.2. Ускорение в плазменной волне. 3.3. Гамма-источник на лазерном ускорении электронов.
4. Ускорение ионов: поиск оптимальных режимов и мишеней (20).
 - 4.1. Ускорение приповерхностным слоем нагретых электронов. 4.2. Ускорение световым давлением. 4.3. Ускорение пондеромоторно отжатыми электронами. 4.4. Схема каскадного ускорения ионов. 4.5. Альтернативные схемы.
5. Новые источники аттосекундного излучения (26).
 - 5.1. Генерация высоких гармоник в газе. 5.2. Первые работы с твердотельными мишенями. 5.3. Модель релятивистского осциллирующего зеркала. 5.4. Модель релятивистской электронной пружины. 5.5. Когерентное кильватерное излучение.
6. Заключение (30).

Список литературы (30).

1. Введение

Бурное развитие лазерных технологий, связанное с изобретением в 1985 г. метода усиления чирпованных (частотно-модулированных) импульсов [1, 2], привело к

созданию лазерных систем, способных генерировать излучение мощностью, превышающей 1 ПВт [3–5]. При этом качество получаемых пучков позволило фокусировать их в пятно диаметром порядка нескольких длин волн, что обеспечило получение интенсивности излучения на уровне 10^{22} Вт см⁻² [6, 7]. Изучение механизмов взаимодействия столь интенсивного излучения с веществом является фундаментальной задачей, стоящей перед современной физикой; эти механизмы широко исследуются как экспериментально, так и теоретически многими научными группами [8, 9].

С момента демонстрации 50 лет назад первого лазера появление методов укорочения лазерных импульсов, таких как модуляция добротности и синхронизация мод [10], привело к экспоненциальному возрастанию достигнутых интенсивностей, и уже к концу 1960-х годов был превышен уровень 10^{14} Вт см⁻². Это казалось естественным пределом для обычных лазерных сред, поскольку попытки получения больших интенсивностей сопровождались самофокусировкой излучения, оптическим пробоем материалов и их разрушением.

Изобретение метода усиления чирпованных импульсов (Chirped Pulse Amplification — CPA) позволило преодолеть эти сложности. Идея метода, схематически представленного на рис. 1, заключается в том, что исходный лазерный импульс пропускается через стретчер — дисперсионную оптическую систему, придающую импульсу сильную линейную частотную модуляцию (так называемый чирп). При этом первоначально короткий импульс оказывается растянутым во времени и пространстве в несколько десятков тысяч раз за счёт разнесения его спектральных компонент. Такой растянутый чирпованный импульс обладает значительно меньшей интенсивностью по сравнению с интенсивностью первоначального. Далее импульс усиливается обычным способом и затем пропускается через вторую, называемую компрессором, дисперсионную систему, обратную первой. В качестве стретчера и компрессора обычно используются пары дифракционных решёток, определённым образом расположенных и ориентированных по отношению к оптическому пути лазерного импульса. Преимуществом схемы является то, что в лазерной среде происходит усиление именно растянутого им-

А.В. Коржиманов, А.А. Гоносков, Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев.
Институт прикладной физики РАН,
ул. Ульянова 46, 603950 Н. Новгород, Российская Федерация
Тел. (831) 416-48-48, (831) 236-57-36
Факс (831) 236-37-92
E-mail: kav@ufp.appl.sci-nnov.ru, khazanov@appl.sci-nnov.ru,
ams@ufp.appl.sci-nnov.ru

Статья поступила 15 ноября 2010 г.

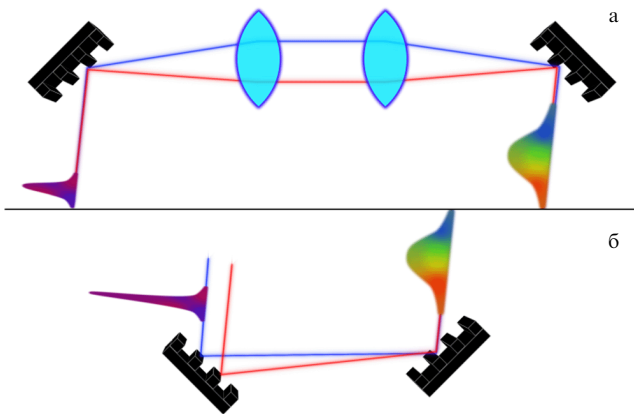


Рис. 1. Схематическое изображение технологии усиления чирпованных импульсов. (а) Принцип работы стретчера: короткий импульс пропускается через дисперсионную систему, в которой оптические пути для волн с разной длиной различны. В результате на выходе стретчера импульс оказывается растянутым в пространстве и чирпованным. (б) Принцип работы компрессора, который представляет собой дисперсионную систему, обратную стретчеру. На выходе из компрессора длительность импульса снова становится малой.

пульса, что предотвращает возникновение пробоя. В то же время единственной областью, в которой происходит взаимодействие импульса высокой интенсивности с веществом, является поверхность последней сжимающей импульс дифракционной решётки, порог разрушения которой наступает при значительно больших интенсивностях, чем пробой в толще оптических материалов. Разработка СРА позволила за последние 20 лет повысить интенсивность лазерного излучения на 5–6 порядков и достигнуть уровня 10^{22} Вт см $^{-2}$ [6, 7].

Наиболее эффективной лазерной средой в таких системах являются кристаллы сапфира, допированные ионами титана ($Ti^{3+}:Al_2O_3$ или $Ti:Sa$). При широкой полосе усиления (порядка 3000 см $^{-1}$) в таких кристаллах рекордно высокие интенсивности получаются за счёт очень малой длительности излучения (несколько десятков фемтосекунд) при сравнительно небольших (несколько десятков джоулей) энергиях импульса. Наоборот, в СРА-установках с усилением на неодимовом стекле петаваттный уровень мощности достигается в более длинных (длительностью около 1 пс) импульсах с гораздо большей энергией (около 1 кДж).

Параллельно с развитием СРА происходило развитие нового метода получения сверхмощных импульсов, основанного на параметрическом усилении света в нелинейно-оптических кристаллах (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification — ОРСПА). Впервые идея о применении параметрического усиления вместо лазерного для получения сверхмощных лазерных импульсов была выдвинута ещё в 1986 г. группой А. Пискарскаса [11]. Позднее эта идея была успешно реализована несколькими группами [12–16]. Преимуществом параметрического усиления является беспрецедентно высокий коэффициент усиления чирпованных импульсов: до 3–4 порядков по энергии при одном проходе через кристалл. Другим положительным моментом является то, что хорошо разработана технология выращивания широкоапертурных кристаллов семейства КДР (дигидрофосфат калия), позволяющих увеличить энергию генерируемых импульсов за счёт масштабирования усилительных

каскадов [17, 18]. В настоящее время три класса усилителей — СРА на кристаллах титан-сапфира, СРА на неодимовом стекле и ОРСПА на кристаллах дейтерированного дигидрофосфата калия (DKDP) — находятся приблизительно на одинаковом рубеже мощности — 1 ПВт.

Развитие лазерных технологий генерации тераваттных и петаваттных оптических импульсов стимулировало интерес исследователей к изучению физики взаимодействия сверхсильных оптических полей с веществом [8]. Это взаимодействие имеет, как правило, сильно нелинейный характер, связанный с быстрым изменением состояния вещества и возбуждением в нём различных динамических процессов. Следует отметить, что уже при достижении интенсивностью излучения уровня 10^{15} – 10^{16} Вт см $^{-2}$ электрическое поле лазерного импульса становится сравнимым по величине с характерным значением поля внутри атома, что приводит к быстрой — на временах, меньших периода оптических колебаний, — ионизации вещества с образованием плазмы. Таким образом, в физике сверхсильных полей изучается взаимодействие лазерного излучения с горячей неравновесной плазмой. Следующим существенным моментом является то, что движение электрона в поле волны интенсивностью порядка 10^{18} Вт см $^{-2}$ (при длине волны 1 мкм) становится релятивистским, поскольку осцилляторная энергия электронов приближается по величине к их энергии покоя. Изучение эффектов, возникающих при взаимодействии в таком режиме, привело к появлению новой области физики, получившей название релятивистской оптики [8], или физики релятивистской лазерной плазмы. При этом можно выделить два основных эффекта, которые играют существенную роль в динамике взаимодействия. Во-первых, происходит лоренцево увеличение эффективной массы электронов, которое приводит к эффективному понижению плазменной частоты, что, в свою очередь, сказывается на оптических свойствах плазмы, приводя к возникновению так называемой релятивистской нелинейности. Наличием последней объясняются такие эффекты, как релятивистская самофокусировка [19, 20], релятивистская самоиндуцированная прозрачность [21, 22] и др. Во-вторых, значительно возрастает роль магнитной составляющей силы Лоренца, которая становится сравнимой по величине с электрической. Как следствие, возрастает роль высокочастотной пондеромоторной силы, действующей на электроны [23]. Пондеромоторное воздействие ответственно, например, за такие эффекты, как возбуждение кильватерных плазменных волн в прозрачной плазме [24–26] и генерация высоких гармоник на поверхности твердотельной мишени [27].

Проблема взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с веществом представляет интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и с практической, так как для ряда важных приложений эта проблема является ключевой. Среди таких приложений можно выделить генерацию пучков заряженных частиц [28, 29] (электронов [30, 31] и ионов), пучков нейтронов [32–34], генерацию высоких гармоник в рентгеновском диапазоне [27, 35] и бесстолкновительный нагрев плазмы до релятивистских температур [36–38]. Лазерным импульсам высокой мощности отводится также важная роль в исследованиях проблемы инерциального термоядерного синтеза [39, 40] и решении связанной с ней задачи быстрого поджига мишени [41, 42].

2. Краткий обзор крупномасштабных международных и национальных проектов в области разработки и применений сверхмощных лазеров

Сейчас в лазерных центрах мира существует около 20 установок с пиковой мощностью излучения более 100 ТВт и длительностью импульсов менее 1 пс. Ведётся строительство или модернизация ещё не менее 10 установок такого же уровня. К данной области интересов можно также отнести крупнейшие комплексы для лазерного термоядерного синтеза NIF (National Ignition Facility) (США), LMJ/PETAL (Laser MégaJoule/PETawatt Aquitaine Laser) (Франция) и проект HiPER (High Power Laser Energy Research) (Великобритания), в которых используются (или планируется использовать) лазерные импульсы десятков каналов излучения наносекундной длительности с суммарной мощностью, близкой к приведённой выше, и, кроме того, для быстрого поджига предполагается строительство пикосекундных мультипетаваттных лазерных каналов. В таблице приведён список крупнейших национальных лазерных проектов и действующих установок, с указанием их параметров.

Особый интерес представляют находящиеся на подготовительной стадии или в начале реализации перспективные проекты, в которых планируется достичь мультипетаваттных мощностей излучения. К таким проектам можно отнести два европейских инфраструктурных мегапроекта — ELI (Extreme Light Infrastructure) и HiPER, проект Vulcan-10PW в Лабораториях им. Резерфорда и Эплтона (RAL) (Великобритания), а также проект ILE-Apollon в Институте экстремального света (Institut de la Lumière Extrême — ILE) (Франция) и проект PEARL-10 (PEtawatt pARAMetric Laser) в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН).

2.1. Европейский мегапроект ELI

Проект ELI предусматривает создание уникальной исследовательской инфраструктуры, открытой для учёных, исследующих взаимодействие лазеров с веществом на максимально достижимом уровне мощности, и для разработчиков соответствующих приложений. Определены четыре основных направления приложений: физика вакуума при наличии экстремально сильных световых полей, аттосекундная физика, создание вторичных источников ускоренных заряженных частиц и жёстких фотонов и ядерные процессы в сверхсильных лазерных полях.

Наиболее многообещающей частью ELI будет лазер, генерирующий импульсы с пиковой мощностью 0,2 экзаватта ($0,2 \times 10^{18}$ Вт). ELI достигнет такой мощности за счёт сосредоточения сравнительно небольшой энергии (около 3–4 кДж) в сверхкоротких временных интервалах (около 15 фс). Благодаря сверхкороткой длительности импульсов, ELI, несмотря на его небольшую энергию по сравнению с энергией мегаджоульных комплексов для лазерного термоядерного синтеза, превзойдёт по пиковой мощности самые мощные из имеющихся сейчас в мире лазеров в несколько сотен раз. Наряду с экзаваттным лазером, в рамках проекта ELI планируется строительство трёх других уникальных лазерных комплексов с пиковой мощностью от 10 до 20 ПВт.

Ожидается, что лазерные комплексы ELI позволят значительно продвинуть рубежи науки и техники в указанных выше направлениях и сделают возможным проведение исследований по физике плазмы, астрофизике, ядерной физике и физике высоких энергий при недостижимых ранее условиях. Эти лазерные комплексы позволят создать уникальные источники жёстких фотонов и заряженных частиц высоких энергий с недостижимыми ранее яркостью и пространственно-временной концентрацией электромагнитной энергии в нанометровых пространственных и аттосекундных временных масштабах. Сверхяркие пучки протонов и рентгеновских лучей ELI могут способствовать существенному прогрессу в диагностике и лечении рака, а также в структурной биологии при их применении в протонной/ионной терапии, фазово-контрастной рентгенографии и дифракционной рентгенографии отдельных биологических молекул и нанообъектов. В свою очередь, аттосекундные рентгеновские пучки высокой яркости дадут возможность получать четырёхмерные изображения с субатомным разрешением, т.е. фиксировать динамические изменения микроскопической структуры вещества с пикометровым разрешением в пространстве и аттосекундным разрешением во времени.

Лазерные комплексы для проекта ELI будут основываться на технологиях, развиваемых в настоящее время в трёх ведущих исследовательских центрах: Институте экстремального света (ILE), Институте квантовой оптики Макса Планка (MPQ) (Германия) и Лабораториях им. Резерфорда и Эплтона (RAL). В рамках проекта ILE планируется создание 10-петаваттного лазера ILE-Apollon по технологии CPA с оконечным каскадом усиления на кристалле Ti:Sa диаметром 20 см. В MPQ разработана базовая технология усиления предельно коротких импульсов с длительностью до 5 фс по технологии OPCPA на нелинейно-оптических кристаллах ВВО, а в RAL эта же технология используется для строительства лазера Vulcan-10PW с оконечными широкоапертурными кристаллами DKDP.

Сейчас заканчивается реализация подготовительной стадии проекта (2008–2011 гг.), поддерживаемая 7-й рамочной программой Европейского союза по разделу инфраструктурных мегапроектов. Предположительно полная стоимость проекта, финансирование которого будет проводиться инфраструктурой ЕС в течение 5–6 лет, составит около 740 млн евро, число учёных, непосредственно участвующих в осуществлении проекта, — более 600 человек. Определены места базирования проекта: Чехия (фундаментальные физические процессы в сверхсильных электромагнитных полях), Венгрия (исследование атто- и зептосекундных пучков), Румыния (фотоядерные процессы).

2.2. Международный проект HiPER

Проект HiPER, имеющий целью строительство первого демонстрационного реактора инерциального термоядерного синтеза, будет играть роль, аналогичную роли проекта Международного экспериментального термоядерного реактора (ITER) по освоению управляемого магнитного термоядерного синтеза. Проект HiPER находится на подготовительной стадии, заканчивающейся в 2011 г., и его дальнейшее развитие и переход в демонстрационную фазу существенно зависят от ближайших результатов работы американской установки

Таблица. Действующие установки с пиковой мощностью излучения ≥ 100 ТВт и длительностью импульсов ≤ 1 пс

Страна Название лазера Научный центр	Тип лазера	Пиковая мощность	Энергия в импульсе, Дж	Минимальная длительность, фс	Максимальная интенсивность, Вт см ⁻²	Частота повторения	Основные направления исследований
Россия							
<i>Femto-Luch</i> Российский федеральный ядерный центр "Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ ВНИИЭФ)	DKDP	1 ПВт	70	70		Несколько раз в сутки	Физика лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), экстремальные состояния вещества, лазерное ускорение частиц
<i>PEARL</i> Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН)	DKDP	560 ТВт	24	43		Несколько раз в сутки	Ускорение электронов, биомедицинские приложения
США							
<i>NIF</i> Ливерморская национальная лаборатория им. Э. Лоуренса (LLNL)	Nd:Glass		$1,8 \times 10^6$	3×10^3		Несколько раз в сутки	Лазерный термоядерный синтез
<i>Callisto</i> LLNL	Ti:Sa	300 ТВт	18	60			Ускорение электронов
<i>Trident</i> Лос-Аламосская национальная лаборатория (LANL)	Nd:Glass	200 ТВт	100	500			Ускорение ионов, лабораторная астрофизика
<i>OMEGA EP</i> Лаборатория лазерной энергетики Рочестерского университета (LLE)	Nd:Glass	1 ПВт			10^{20}		Новые схемы поджига в ЛТС, эксперименты по высокой плотности энергии
<i>Hercules</i> Центр сверхбыстрой оптики (CUOS) при Мичиганском университете	Ti:Sa	300 ТВт	17	50	2×10^{22}	0,1 Гц	Релятивистская лазерная плазма, ускорение частиц, генерация рентгеновского излучения (РИ)
<i>Texas Petawatt</i> Техасский университет (UT)	Nd:Glass	1,1 ПВт	186	165		Несколько раз в час	Ускорение частиц, биомедицинские приложения
Великобритания							
<i>Vulcan</i> Лаборатории им. Резерфорда и Эплтона (RAL)	Nd:Glass	1 ПВт	500	500	10^{21}	Несколько раз в час	Физика ЛТС, экстремальные состояния вещества, лазерное ускорение частиц, лабораторная астрофизика
<i>Astra Gemini</i> RAL	Ti:Sa	$2 \times 0,5$ ПВт	2×20	40	10^{22}	1/20 Гц	Ускорение частиц, когерентные источники РИ, лабораторная астрофизика
Франция							
Лаборатория использования интенсивных лазеров (LULI), Политехническая школа	Nd:Glass	100 ТВт	30	300		Один раз в 20 мин	Взаимодействие лазерного излучения с веществом
Лаборатория прикладной оптики (LOA)	Ti:Sa	100 ТВт	2,5	25		10 Гц	Ускорение частиц
Германия							
<i>ATLAS</i> Институт квантовой оптики Макса Планка (MPQ)	Ti:Sa	100 ТВт	2	25		5 Гц	Ускорение частиц
<i>PHELIX</i> Центр им. Гельмгольца по исследованию тяжёлых ионов (GSI)	Nd:Glass	1 ПВт	500	500			Взаимодействие лазерного излучения с пучками тяжёлых ионов
Дюссельдорфский университет	Ti:Sa	100 ТВт	2,5	25			Релятивистская лазерная физика

Таблица (продолжение)

Страна Название лазера Научный центр	Тип лазера	Пиковая мощность	Энергия в импульсе, Дж	Минимальная длительность, фс	Максимальная интенсивность, Вт см ⁻²	Частота повторения	Основные направления исследований
Япония							
Институт лазерных технологий университета Осаки (ILE)	Nd:Glass	1 ПВт	500	500	10 ²⁰	3–4 раза в сутки	ЛТС, физика высоких плотностей энергии
Advanced Proton Research Center (APRC), Японское агентство по атомной энергии (JAEA)	Ti:Sa	850 ТВт		33		10 Гц	Релятивистская оптика
Канада							
ALLS Национальный институт научных исследований (INRS)	Ti:Sa	200 ТВт	5	25		10 Гц	Взаимодействие с веществом в диапазоне от рентгеновского до инфракрасного излучения
Корея							
Институт науки и техники Кванджу (GIST)	Ti:Sa	100 ТВт 1 ПВт	3 30	30 30		10 Гц 0,1 Гц	Релятивистское томсоновское рассеяние, генерация жёсткого РИ, ускорение электронов
Китай							
Шанхайский институт оптики и точной механики (SIOM)	Ti:Sa	890 ТВт		29		10 Гц	Релятивистская лазерная плазма, ускорение частиц, генерация РИ

NIF (см. таблицу). Как известно, после запуска в 2009 г. всех лазерных каналов на NIF активно ведутся эксперименты по сжатию термоядерных мишеней, и в течение ближайших 1–2 лет планируется демонстрация поджига термоядерной реакции в режиме непрямого облучения с коэффициентом энергетического выхода 10–30. Экспериментальное доказательство "теоремы существования" спустя полвека после того, как была сформулирована идея, переведёт, наконец, в практическую плоскость задачу об использовании реакции ядерного синтеза для получения энергии, и в такой ситуации HiPER может оказаться первым в мире международным проектом инженерного лазерного термоядерного реактора.

В случае успешного развития событий на NIF проект HiPER в 2011–2012 гг. войдёт в демонстрационную стадию, на которой в течение следующего десятилетия должны быть построены лазерный комплекс для инициации термоядерной реакции с частотой повторения 5–10 Гц, фабрика лазерных мишеней, камера для взаимодействия излучения с мишенями и внешняя оболочка для непрерывного преобразования энергии продуктов термоядерной реакции в тепловую энергию. Лазерный комплекс должен иметь примерно 50 каналов для квазиоднородного сжатия мишеней со средней мощностью лазерного излучения в канале около 100 кВт, энергией импульса в каждом канале 10 кДж, длительностью импульсов в несколько наносекунд и частотой их повторения 5–10 Гц. Для инициации реакции в режиме быстрого поджига или ударной волны должны быть построены отдельные каналы мультипетаваттной мощности с пикосекундной длительностью импульсов.

Операционная стадия развития проекта планируется на 2020-е годы. В течение этой стадии HiPER должен стать интегрированной системой с полностью проверен-

ными технологиями эксплуатации в соответствии с будущими стандартами получения электроэнергии и требуемой надёжностью. HiPER должен стать базовой системой для последующего тиражирования термоядерных электростанций в мире.

Необходимо признать, что пока не существует комплекса лазерных, плазменных, ядерных, теплоэнергетических и др. технологий для детального проектирования установки, и в этом смысле на демонстрационной фазе проекта в ближайшие годы открываются богатые возможности для международного сотрудничества и существенного участия российских исследовательских центров в создании HiPER. Опыт российских учёных может быть востребован по всему спектру рассматриваемых технологий и, прежде всего, в области лазерного приборостроения и физики взаимодействия интенсивных лазерных импульсов с веществом.

2.3. Лазерный комплекс Vulcan-10PW

Проект Vulcan-10PW (RAL, Великобритания) имеет целью создание источника лазерных импульсов с энергией 300 Дж, длительностью 30 фс, интенсивностью до 10²³ Вт см⁻², частотой повторения два импульса в час на основе метода параметрического усиления чирпованных импульсов. Лазер Vulcan-10PW будет использовать в качестве системы накачки параметрического усиления импульсы килоджоульной энергии, получаемые на усилительных каскадах лазера Vulcan, при этом предполагается, что два оконечных каскада ОРСПА будут выполнены на широкоапертурных (40 × 40 см) кристаллах DKDP. Строительство 10-петаваттного лазера планируется начать во второй половине 2010 г., когда установка Vulcan будет закрыта для проведения экспериментов, а завершить — в 2013 г.

Интересно отметить, что в нашей стране существует аналогичный британскому проект PEARL-10, который реализуется в Институте прикладной физики РАН. Российский проект основывается на отечественной технологии параметрического усиления импульсов в широкоапертурных кристаллах DKDP, которая использована в построенных петаваттных лазерах PEARL и "Фемта-Луч". Достигнутые в RAL результаты в этой технологии пока скромнее российских (тераваттный уровень мощности), поэтому само принятие проекта Vulcan-10PW в значительной степени обусловлено рекордными достижениями российских учёных.

2.4. Лазерный комплекс ILE-Apollo

Проект ILE-Apollo (Институт экстремального света, Франция) направлен на создание лазера с пиковой мощностью 10 ПВт, максимальной интенсивностью 10^{24} Вт см⁻², энергией в одном импульсе 150 Дж, длительностью 15 фс, частотой повторения импульсов один раз в минуту. Оконечные каскады усиления планируется выполнить на активных кристаллах Ti:Sa с диаметром 20 см. Кристаллов необходимого оптического качества такого размера пока не существует, однако сразу несколько производителей лазерных кристаллов работают в этом направлении. Другой важной технологией, нуждающейся в развитии, является создание лазеров накачки с энергией килоджоульного уровня, работающих с частотой повторения один выстрел в минуту. Серьёзной проблемой может также стать отсутствие адаптивных зеркал — корректоров волнового фронта, необходимых для фокусирования импульсов большой энергии в пятно диаметром порядка 1 мкм, что позволило бы достичь указанного выше значения интенсивности. В целом, для реализации проекта потребуется решить ряд сложных технологических проблем.

Необходимо отметить, что проекту ILE-Apollo отводится особая роль в плане развития активности в рамках ELI. Во-первых, на основе схемы лазера Apollo планируется строительство чешского и румынского комплексов ELI. Во-вторых, с большой вероятностью, четвёртый комплекс ELI, предназначенный для изучения свойств вакуума в сверхсильных полях, будет сооружаться после 2012 г. во Франции при ведущей роли Института экстремального света, при этом очевидно, что Apollo будет являться прототипом отдельного канала эксаваттного лазера.

2.5. Лазерный комплекс PEARL-10

Проект PEARL-10 реализуется в настоящее время в Институте прикладной физики РАН. В 2007 г. в ИПФ РАН был запущен лазер PEARL с импульсной мощностью 0,56 ПВт, длительностью импульсов 45 фс и энергией 25 Дж, который сейчас входит в пятёрку наиболее мощных лазеров в мире. В PEARL-10 использовано параметрическое усиление в кристалле DKDP с апертурой 10 × 10 см, который выращен в ИПФ РАН по оригинальной технологии быстрого направленного роста кристаллов. В настоящее время в институте освоено производство кристаллов с апертурой 40 × 40 см, что открывает беспрецедентные возможности дальнейшего продвижения ОРСПА. Проект PEARL-10, который основывается на уже достигнутых в институте результатах, имеет целью создание источника лазерных импульсов с энергией более 200 Дж, длитель-

ностью 20 фс, максимальной интенсивностью при фокусировке более 10^{23} Вт см⁻² и частотой повторения один выстрел в 1 мин. Комплекс будет работать по схеме параметрического усиления в кристаллах DKDP с апертурой оконечных каскадов 20 × 20 см.

Программа исследований на установке PEARL-10 включает в себя:

- создание источников сверхкороткого когерентного и некогерентного излучения высокой яркости в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне на основе синхротронного излучения ультрарелятивистских заряженных частиц в сверхсильных лазерных полях; использование этих источников для диагностики процессов и структур с пикометровым пространственным и субфемтосекундным временным разрешением;

- создание компактных лазерных ускорителей ионов с энергией 10–1000 МэВ и разработка их приложений, в том числе для лучевой терапии; создание лазерных ускорителей электронов с энергиями 1–10 ГэВ и проведение исследований по физике высоких энергий, в том числе с целью прототипирования ускорителей в проекте ILC (International Linear Collider);

- получение и исследование экстремальных состояний вещества, возникающих под действием лазерных полей ультрарелятивистской интенсивности; моделирование астрофизических и ранних космологических явлений в лаборатории; исследование нелинейных свойств вакуума при наличии экстремально сильных лазерных полей, генерация электрон-позитронных пар и ливней частиц.

Резюмируя изложенное в данном разделе, можно сказать, что в ближайшие несколько лет следует ожидать появления в нескольких странах источников лазерных импульсов с пиковой мощностью до 10 ПВт и интенсивностью излучения до 10^{23} Вт см⁻². В связи с этим представляется интересным обсудить, какие новые возможности дадут эти лазерные комплексы для физики взаимодействия экстремального света с веществом. В разделах 3–5 мы сфокусируем это обсуждение на проблемах лазерного ускорения частиц и создания новых источников излучения высокой яркости и сверхкороткой длительности в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне.

3. Лазерное ускорение электронов: концепции, достижения и новые идеи

3.1. Ускорение сфокусированным лазерным полем

Электромагнитные поля доступных лазерных импульсов уже давно значительно превышают предельные поля (на текущий момент не более 100 МВ м⁻¹) в линейных ускорителях, ограниченные, главным образом, пробоем на стенках. Однако, поскольку поля лазерного импульса осциллируют во времени и их векторы ориентированы поперёк направления распространения, непосредственное ускорение электронов этими полями оказывается малоэффективным. Продольное электрическое поле может быть велико в случае острой фокусировки, однако фазовая скорость вдоль оси распространения в этом случае больше скорости света, что приводит к тому, что электроны быстро покидают ускоряющую фазу поля. При оптимальном выборе угла фокусировки максимальная добавка к энергии электрона опреде-

ляется выражением $dW[\text{МэВ}] = 31(P[\text{ТВт}])^{1/2}$ [43], где предполагается рассмотрение лаггер-гауссовой моды первого порядка. Экспериментально удалось наблюдать модуляцию в 30 кэВ на пучке электронов с энергией 30 МэВ при взаимодействии с импульсом с энергией 0,5 мДж и длительностью 4 пс в вакуумной области, полуограниченной 8-микронной покрытой золотом каптоновой плёнкой, расположенной в фокусе [44]. Альтернативой является использование фонового газа в области взаимодействия для уменьшения фазовой скорости до значений, меньших скорости света, и, как следствие, увеличение трассы пребывания электрона в ускоряющей фазе [45]. Использование газа в принципе также может позволить решить проблему дифракционного расхождения лазерного пучка за счёт самоканалирования (самофокусировки) [46]. Однако существенное ограничение использования газа обусловлено процессом ионизации, который начинается при сравнительно невысоких интенсивностях — порядка 10^{14} Вт см⁻². Экспериментально была продемонстрирована модуляция в 3,7 МэВ на пучке электронов с энергией 40 МэВ с использованием лазерного импульса мощностью 580 МВт (СО₂-лазера), распространяющегося в 12-сантиметровой газовой области [45]. В целом, наиболее существенное ограничение, присущее всем концепциям прямого лазерного ускорения электронов, обусловлено чрезвычайно малой длиной волны излучения, обычно порядка 1 мкм.

3.2. Ускорение в плазменной волне

Использование плазмы позволяет преодолеть большинство возникающих при прямом ускорении сложностей, таких как дифракционное расхождение лазерного пучка, ионизация газа в области взаимодействия и быстрый уход электронов из ускоряющей фазы. Идея ускорения заряженных частиц мощными лазерными импульсами при их взаимодействии с плазмой, впервые предложенная [25] в 1979 г., заключается в следующем. Лазерный импульс, распространяясь в прозрачной плазме, оказывает пондеромоторное воздействие на электроны вдоль направления своего распространения и вызывает тем самым колебания плазмы, которые проявляются в виде кильватерной плазменной волны. В возбуждаемой волне имеется продольное электрическое поле, в котором есть как фазы ускорения, в которых электроны ускоряются в направлении распространения лазерного импульса, так и фазы торможения, в которых электроны тормозятся. Поскольку зоны ускорения перемещаются с фазовой скоростью, равной групповой скорости лазерного импульса в плазме и близкой к скорости света, то электроны, оказавшиеся в фазе ускорения и движущиеся с релятивистской скоростью в направлении распространения лазерного импульса, могут оставаться в ускоряющей фазе относительно длительного времени, приобретая тем самым значительную энергию. Такие электроны принято называть захваченными, а предел набора энергии определяется длиной дефазировки, т.е. тем расстоянием, которое преодолевают захваченные электроны, прежде чем покинуть ускоряющую фазу кильватерной волны. Главным преимуществом плазменного ускорения является то, что продольное электрическое поле кильватерной волны может значительно превосходить ускоряющее поле в традиционном линейном ускорителе, что позволяет на несколько порядков уменьшить длину ускорителя. Идея лазерного ускорения заряженных

частиц вызвала бурный интерес, поскольку предоставляла принципиальную возможность создания небольших лабораторных ускорителей с характеристиками, удовлетворяющими требованиям ряда актуальных приложений, для которых традиционно применяются значительно более дорогостоящие и менее компактные линейные ускорители.

3.2.1. Ускорение в линейном режиме. В рамках общей идеи лазерного ускорения электронов кильватерной плазменной волной существует несколько различных концепций возбуждения этой волны. Концепция лазерного кильватерного ускорения (Laser Wakefield Accelerator, LWFA), которая была предложена в работах [25, 47, 48], заключается в использовании интенсивного ($> 10^{17}$ Вт см⁻²) лазерного импульса с длительностью, не превышающей время, за которое свет проходит расстояние, равное длине плазменной волны. Однако до реализации методики усиления чирпованных импульсов требуемые лазерные источники были недоступны и для возбуждения кильватерной волны использовалась методика ускорения плазменной волной биений (Plasma Beat Wave Accelerator, PBWA) [25, 49–53]. Идея PBWA заключается в трёхволновом возбуждении с помощью двух лазерных импульсов, разность частот которых равна плазменной частоте [54–59]. Недостатком концепции PBWA является то, что при возрастании амплитуды плазменной волны увеличивается её период и эффективность возбуждения резко понижается вследствие выхода из условия резонанса. Эта проблема была решена в рамках концепции многоимпульсного возбуждения, суть которой заключается в возбуждении плазменной волны последовательностью коротких импульсов, следующих друг за другом с определённым интервалом так, чтобы каждый последующий импульс резонансно усиливал плазменную волну, возбуждаемую предыдущими импульсами [60–64]. Последовательность импульсов, необходимых для возбуждения плазменной волны, при некоторых условиях может возникнуть при самомодуляции единичного лазерного импульса. Соответственно концепция ускорения электронов на основе такого метода возбуждения плазменной волны получила название ускорения самомодулированной плазменной волной биений (Self-Modulated Plasma Beat Wave Accelerator, SM-PBWA) [50, 65–78].

Начиная с 1995 г. и до 2004 г. в ряде экспериментальных работ удалось продемонстрировать лазерное ускорение электронов до энергий порядка 100 МэВ, при этом были достигнуты ускоряющие электрические поля величиной более 100 ГВ м⁻¹, а суммарный заряд ускоренных электронов составлял более 1 нКл [70, 71, 76, 79–82]. Однако в этих экспериментах пучки ускоренных электронов имели экспоненциальное распределение по энергиям и большая часть энергии поступала в электроны с энергией, меньшей 10 МэВ.

Выражение для пондеромоторной силы, действующей на электроны плазмы при распространении в ней лазерного импульса, можно получить из уравнений гидродинамики для плазмы в линейном приближении ($|a| = e|A|/m_e c^2 \ll 1$) в виде $F_p = -m_e c^2 \nabla(a^2/2)$, где A — векторный потенциал, m_e и e — масса и заряд электрона соответственно, c — скорость света [83]. Эта сила иногда также называется силой светового давления. Из приведённого выражения, в частности, видно, что электроны

плазмы выталкиваются пондеромоторной силой из области, в которой присутствует электромагнитное поле. Генерация кильватерной волны лазерным импульсом в трёхмерной геометрии в линейном режиме была исследована аналитически в рамках гидродинамической модели [47, 48, 57]. При этом проведённые теоретические исследования ограничиваются условием на максимальное продольное поле плазменной волны вида $E \ll E_0$, где $E_0 = m_e c \omega_p / e$ — поле опрокидывания в нерелятивистском рассмотрении, $\omega_p = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$ — плазменная частота, N_e — концентрация электронов плазмы. Возбуждаемая кильватерная волна создаёт не только электрическое поле вдоль оси распространения, но и радиальное электрическое поле и вихревое поперечное магнитное поле, что является естественным следствием конечности поперечного размера лазерного импульса. Структура этих полей такова, что захваченные электроны, ускоряемые продольным электрическим полем, испытывают поочерёдно ускорение и фокусировку к оси. Таким образом, в ускоряющей фазе кильватерной волны может устойчиво ускоряться пучок электронов, силы кулоновского расталкивания которого будут компенсированы полями кильватерной волны. Подробное теоретическое исследование процессов генерации кильватерной волны и ускорения электронов было проведено в работах [84–86].

Важной проблемой, возникающей в линейном режиме ускорения, является загрузка или захват электронов в ускоряющую фазу поля. Теоретическое исследование этой проблемы, основанное на рассмотрении гамильтониана электрона в системе отсчёта, движущейся с фазовой скоростью, показывает, что существует минимальное пороговое значение импульса электрона, необходимое для его захвата [87]. Это пороговое значение определяется параметрами задачи и, в частности, уменьшается с возрастанием амплитуды плазменной волны, а также с уменьшением её фазовой скорости [88]. Таким образом, одним из механизмов захвата является самозахват, вызванный превышением порогового значения импульсами высокоэнергетичных электронов, находящихся на "хвосте" температурного распределения. При этом важную роль играют неустойчивости в плазме и комбинационное рассеивание света, в результате чего порог захвата снижается [89–91]. Особенно эффективно механизм самозахвата работает в случае, близком к ситуации опрокидывания плазменной волны [70, 74, 92]. Следует отметить, что захват электронов ограничивается уже захваченными электронами, ввиду наличия сил кулоновского отталкивания. Обычно захватываемый заряд не превышает 10 нКл, имеет больцмановское распределение и температуру порядка нескольких МэВ. Одним из способов решения проблемы инжекции электронов является инжекция в нужной фазе короткого электронного пучка из внешнего источника. Однако, поскольку плазменная волна обычно имеет очень малые размеры ($\lambda_p \sim 30$ мкм для $N_e \sim 10^{18}$ см⁻³), формирование электронных пучков с требуемой длительностью представляет собой весьма сложную задачу для традиционных ускорителей. Альтернативным способом является создание условий захвата с помощью другого лазерного импульса [93–98]. Экспериментально была продемонстрирована возможность захвата при столкновении со встречным лазерным импульсом [99, 100]. Ещё один способ захвата электронов основан на использова-

нии неоднородной плазмы с градиентом плотности в направлении распространения кильватерной волны [101–106]. Идея была экспериментально подтверждена [107] в 2008 г.

На сегодня в линейном режиме ускорения получены электроны с энергией порядка 1 ГэВ [108, 109]. Для этого была использована трасса длиной 3 см, представляющая собой специально подготовленную разрядом плазму с низкой плотностью. Существенной проблемой являлась дифракционная расходимость лазерного пучка, которая компенсировалась тем, что распространение осуществлялось в капилляре, играющем роль волноводной структуры.

3.2.2. Ускорение в нелинейном режиме. При возрастании амплитуды лазерного поля амплитуда плазменной волны также увеличивается — она становится нелинейной [110–112]. А при превышении амплитудой лазерного поля некоторого порогового значения происходит опрокидывание плазменной волны [21, 113, 114]. При этом возможно существование так называемого кавитационного режима (часто называемого также баббл-режимом) [115–117]. В этом режиме позади лазерного импульса образуется кавитационная область, полностью лишённая электронов. Электроны, искусственно инжектированные или самопроизвольно захваченные в кавитационную область, могут устойчиво пребывать там длительное время, ускоряясь до высоких энергий. Таким образом могут быть сформированы квазимоноэнергетические электронные пучки. Предположительно именно в этом режиме впервые были получены моноэнергетические пучки электронов [118–120]. В последнее время ускорение электронов в кавитационном режиме активно исследуется как экспериментально, так и теоретически [121, 122].

Углубление понимания происходящих процессов привело в 2009 г. к экспериментальному получению электронных пучков с энергиями на уровне 700–800 МэВ. Сначала на установке Astra Gemini в RAL были получены энергии порядка 800 МэВ [121]. Затем пучок электронов с энергиями 720 ± 50 МэВ был получен экспериментальной группой из Ливерморской национальной лаборатории (LLNL) (США) на лазерной установке Callisto [123]. В обоих экспериментах использовались близкие параметры: мощность излучения на уровне 200 ТВт и интенсивность в максимуме около 2×10^{19} Вт см⁻².

Наиболее значительные экспериментальные успехи были получены также на установке Callisto. Проведённое группой из LLNL исследование зависимости эффективности ускорения от плотности газа в струе показало, что концентрация электронов порядка $2,5 \times 10^{18}$ см⁻³ является пороговой для начала самозахвата электронов в ускоряющую полость [124]. Численное моделирование позволило установить, что существенной проблемой для ускорения являлось то, что самозахват электронов происходил значительно позднее формирования ускоряющей структуры. Кроме того, существенной проблемой является сложная эволюция кавитационной структуры в процессе ускорения, что может, например, приводить к захвату электронов не в первую полость позади лазерного импульса, а во вторую, что снижает эффективность ускорения. Этот процесс был изучен в работе [125], в которой описывается генерация лазерным импульсом мощностью до 100 ТВт пучков электронов с энергиями

на уровне 300 МэВ. Для того чтобы преодолеть эту проблему, экспериментаторы из Ливерморской лаборатории ввели в состав гелия 3 % примеси углекислого газа, который, как ожидалось, должен был обеспечить наличие ускоряемых электронов за счёт более лёгкой ионизации молекул CO_2 . Идея была реализована экспериментально [126]. В эксперименте использовался лазерный импульс мощностью 110 ТВт и длительностью 60 фс. Ширина пучка равнялась 15 мкм, что близко к оптимальным условиям для формирования баббл. Длина струи составляла 1,3 см, концентрация плазмы в ней — $(1,3 \pm 0,1) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На выходе наблюдался пучок электронов с энергиями до 1,45 ГэВ. На сегодня эта величина является рекордно высокой для лазерных схем ускорения.

3.2.3. Альтернативные схемы. Ускорение электронов может происходить не только в упомянутых выше, но и в других режимах, среди которых следует выделить ускорение в самомодулированной кильватерной плазменной волне [127–129]. Кроме того, обсуждаются различные гибридные схемы. В частности, недавно была предложена двухступенчатая схема [130], в которой на первой стадии происходит лазерное ускорение в газовой струе двух электронных пучков, поступающих на второй стадии во вторую газовую струю, причём первый пучок своим полем возбуждает плазменную волну [131], в которую оказывается захваченным второй пучок. В результате происходит эффективная передача энергии от первого пучка второму, так что энергия второго пучка удваивается.

Обсуждается также возможность генерации пучков ускоренных электронов на поверхности твердотельной мишени и в закритической плазме. Так, в работе [132] сообщается о наблюдении в численном эксперименте генерации пучка электронов, вылетающего с поверхности мишени при её наклонном облучении линейно поляризованным лазерным импульсом высокой интенсивности. При использовании лазерного импульса интенсивностью $4 \times 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$ энергия электронов составила величину порядка 20 МэВ. В работе [133] представлена идея генерации ультракоротких (длительностью порядка 1 фс) электронных пучков в режиме релятивистской самоиндуцированной прозрачности. При нормальном падении циркулярно поляризованного лазерного импульса интенсивностью порядка $10^{22} \text{ Вт см}^{-2}$ на плазменный слой плотностью 10^{21} см^{-3} в численном моделировании регистрировался пучок электронов, имеющих энергию порядка 1 ГэВ, распространяющийся навстречу лазерному излучению.

3.3. Гамма-источник на лазерном ускорении электронов

Рассмотренные в разделе 3.2 схемы, как правило, не требуют высоких интенсивностей излучения и работают при наличии источника интенсивностью на уровне $10^{20} \text{ Вт см}^{-2}$. Практический интерес к созданию компактных лазерных ускорителей электронов в основном связан с их возможным применением в качестве первой ступени традиционных линейных ускорителей, а также с возможностью получения коротких электромагнитных импульсов в труднодоступных диапазонах. Повышение интенсивности до уровня $10^{22} \text{ Вт см}^{-2}$ позволит осваивать гамма-диапазон электромагнитного излучения. Особым

преимуществом лазерного ускорения является то, что тот же самый лазерный импульс, который ускорял электроны, может быть использован для генерации излучения. Ниже подробно разобрана одна из возможных схем генерации гамма-излучения, использующая указанное преимущество лазерного ускорения.

Схема может быть разбита на три этапа. На первом этапе короткий (порядка 10 периодов) лазерный импульс интенсивностью $10^{22} \text{ Вт см}^{-2}$ взаимодействует с плазменной мишенью, концентрация электронов в которой близка к критической на данной частоте излучения. Такие мишени могут быть получены, например, путём использования тонких металлических фольг, предварительно с некоторой заданной задержкой ионизированных другим лазером, так что ко времени прихода основного импульса концентрация электронов упадёт до $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В процессе взаимодействия формируется баббл-подобная структура, в которой происходит формирование пучка электронов, эффективно ускоряемого до мульти-ГэВ-ных энергий. Вследствие относительно высокой концентрации фоновой плазмы число электронов, захватываемых в пучок, велико (порядка $10^{11} - 10^{12}$). Кроме того, благодаря выбранному режиму взаимодействия, практически полностью отсутствует кильватерная плазменная волна, что обеспечивает высокую эффективность передачи энергии от лазерного импульса электронам, составляющую по оценкам 20–30 %. На втором этапе лазерный импульс разворачивается назад. Для этого в конце плазменной мишени устанавливается твердотельная пластинка, которая при ионизации практически мгновенно образует плазму с высокой плотностью, обеспечивая полное отражение падающего лазерного импульса. При этом вследствие нормального падения не происходит потери энергии на нагрев электронов твердотельной мишени, а при использовании циркулярно поляризованного излучения при отражении не происходит также и генерации высоких гармоник, что позволяет произвести разворот лазерного импульса максимально эффективно. На третьем этапе развёрнутый импульс взаимодействует с пучком ускоренных электронов, находившимся в процессе ускорения позади него. При этом, благодаря высокой энергии электронов и высокой интенсивности импульса, происходит чрезвычайно интенсивное синхротронное излучение электронов в гамма-диапазоне, вплоть до энергий квантов $\hbar\omega \sim 1 \text{ ГэВ}$. При указанных параметрах в гамма-излучение переходит около 1 % энергии электронного пучка. Достоинством описываемой схемы является её самосогласованность. Всё, что необходимо, — это обеспечить перпендикулярность направления распространения импульса и плоскости отражающей фольги. При выполнении этого условия лазерный импульс после разворота автоматически пройдёт через электронный пучок, что снимает сложный вопрос о синхронизации во времени и пространстве лазерного и электронного импульсов. Рассмотрим каждый из описываемых этапов подробнее.

3.3.1. Ускорение электронов. Характерная картина взаимодействия лазерного излучения с прозрачной плазмой, получаемая в результате трёхмерного численного моделирования, приведена на рис. 2. Расчётное окно имеет размеры 60 мкм в направлении оси x и 40 мкм в направлении осей y и z . Размер расчётной сетки $512 \times 256 \times 256$. Импульс распространяется слева направо в

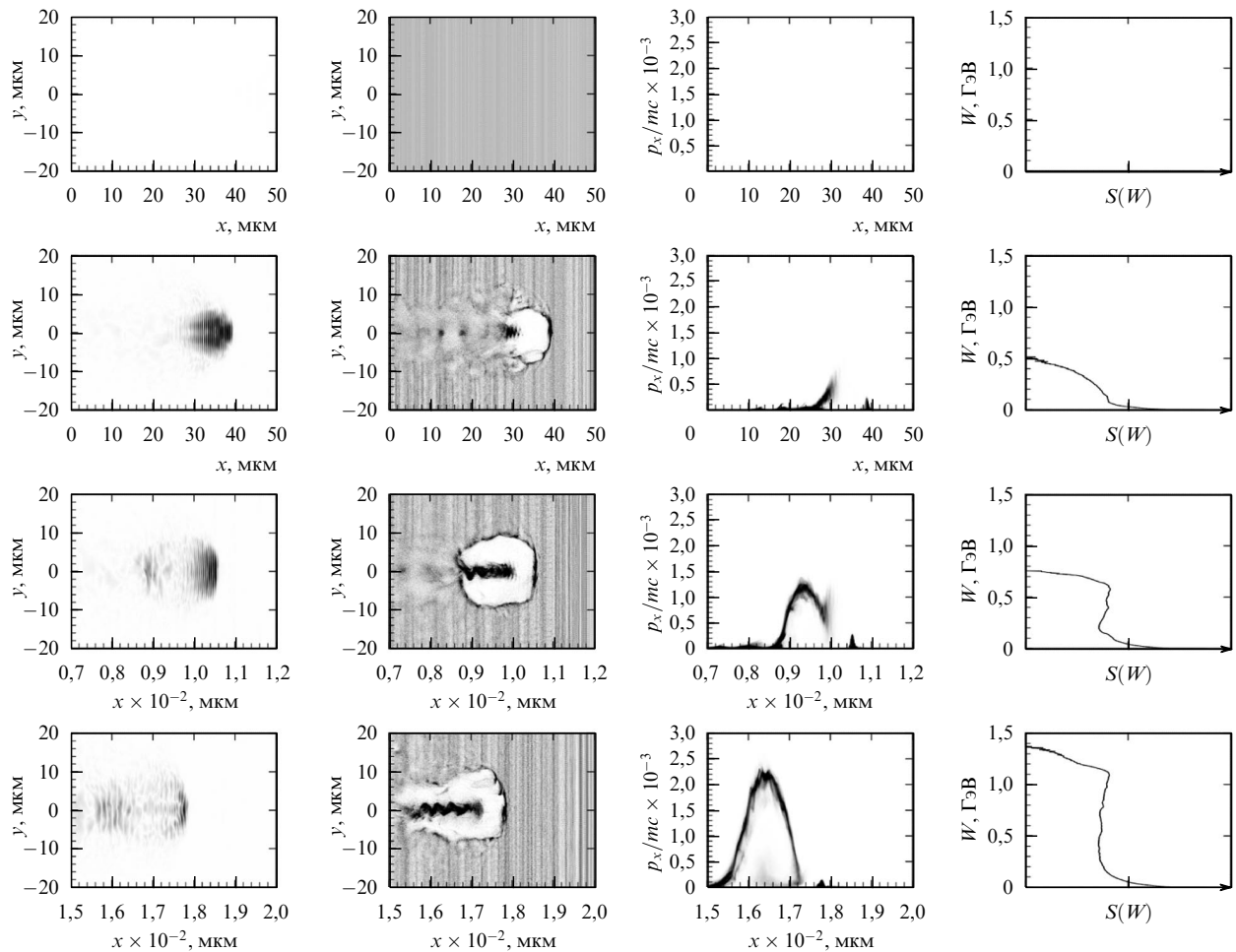


Рис. 2. Ускорение электронов лазерным импульсом в баббл-режиме: первая колонка — распределение поля E_z в сечении $z = 0$, вторая — распределение электронной плотности, третья — фазовый портрет электронов, проинтегрированный по поперечным импульсам и координатам, четвёртая — распределение электронов по энергиям в логарифмическом масштабе.

направлении оси x . Длина волны излучения 1 мкм. Первоначальный профиль импульса в продольном и поперечном направлениях гауссов. Диаметр импульса по половине интенсивности 10 мкм, длительность 10 периодов поля (около 33 фс). Безразмерная амплитуда $a_0 = 60$ (что соответствует интенсивности $9,9 \times 10^{21}$ Вт см $^{-2}$). Фокальная плоскость, которая совпадает с левой границей окна, отстоит на 10 мкм от начала плазменного слоя. Плотность электронов в слое $N_e = 3,3 \times 10^{20}$ см $^{-3}$ (в три раза меньше критической). Ионы, представляющие собой ионы золота Au_{197}^{10+} , подвижны. Первоначально плазма электрически нейтральна. Начальное распределение частиц по скоростям — максвелловское с температурой 1 кэВ. Первоначальное число электронных частиц в ячейке равняется 10, ионных — 1. Окно начинает двигаться через промежуток времени $t = 180$ фс после начального времени расчёта.

Мы видим, что в момент вхождения лазерный импульс частично "сгребает", а частично расталкивает в поперечном направлении электроны плазмы. При этом на задней части импульса происходит смыкание электронов и образование позади импульса небольшой области, полностью лишённой электронов. За такой структурой в литературе закрепилось название баббл. Поскольку ионы не успевают сместиться из-за большого различия

по массе вслед за электронами, возникают поля разделения зарядов, сравнимые по величине с электрическим полем (порядка 10^{12} В см $^{-1}$) лазерного импульса. В момент замыкания баббля часть электронов оказывается захваченной образовавшейся структурой и начинает распространяться вместе с ней. При этом, так как плазма прозрачна (а, кроме того, импульс — сильно релятивистский, что дополнительно уменьшает эффективную плазменную частоту), то баббл распространяется со скоростью, мало отличающейся от скорости света, и одновременно захваченные электроны, практически мгновенно набирая ультрарелятивистские энергии, также движутся со субсветовой скоростью, обеспечивая тем самым синхронизм с ускоряющим полем. Из представленных результатов расчёта, однако, заметно, что при достижении определённой энергии электроны всё-таки обгоняют ускоряющую фазу поля и перестают ускоряться. Однако сбоку из плазмы в баббл подтекают другие электроны, которые также ускоряются до ультрарелятивистских энергий. Таким образом, во-первых, происходит непрерывная подпитка пучка электронами плазмы, а во-вторых, суммарная энергия пучка непрерывно возрастает. В представленных результатах расчёта также можно отметить практически полное отсутствие следа за бабблом.

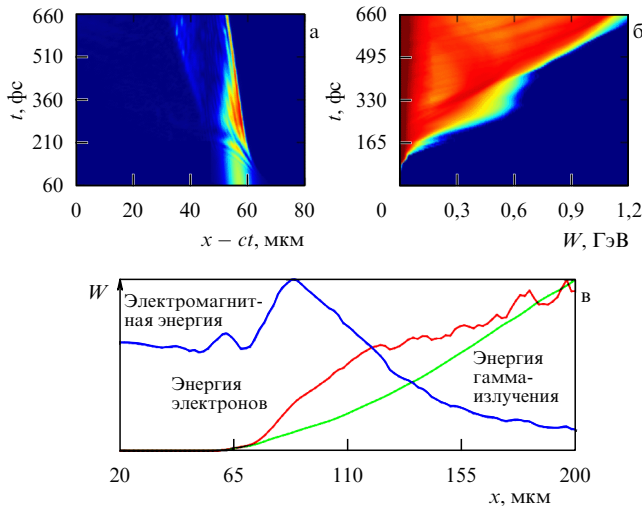


Рис. 3. (а) Распределение энергии электромагнитного поля в расчётном окне, (б) энергетический спектр электронов в зависимости от прошедшего с начала расчёта времени, (в) кривые зависимости полной электромагнитной энергии, энергии электронов и полной энергии излучения, которая была бы получена, если бы в этот момент времени было произведено отражение импульса, от времени.

На рисунке 3 приведены зависимость распределения энергии электромагнитного поля (основной вклад в которое даёт поле лазерного импульса) от времени, энергетический спектр электронов в зависимости от времени и зависимости полной электромагнитной энергии и энергии электронов от времени. На рисунке 3в, также приведена полная энергия излучения, которая была бы получена, если в этот момент времени произвести отражение импульса.

По мере распространения импульса в среде количество электронов в баббле увеличивается, а энергия импульса уменьшается, причём характерной особенностью является "выедание" переднего фронта импульса. Рисунок 3в показывает, что оптимальным для отражения является момент, близкий к моменту полного исчезновения лазерного импульса. В указанный момент в пучке содержится 10^{11} электронов, а его полная энергия составляет около 10 Дж.

3.3.2. Отражение импульса. Следующим этапом является отражение импульса в конце разреженного слоя плазмы. Для этой цели можно использовать достаточно толстую твердотельную мишень, например металлическую фольгу. При этом необходимо провести отражение с как можно большей эффективностью, минимизировав потери энергии в импульсе. Хорошо известно, что при взаимодействии сверхсильного излучения с мишенями происходит нагрев вещества [36, 134–136] и, как следствие, уменьшение энергии в отражённом сигнале. Влияние этого фактора можно значительно уменьшить, если использовать циркулярно поляризованный импульс и добиться как можно более строгой перпендикулярности направления его распространения к поверхности металлического зеркала.

Другим важным моментом является выбор начального расположения зеркала. Если его поместить слишком близко к области входа импульса в разреженную плазму, то ускоряемые электроны не успеют набрать

достаточно больших энергий, а если его расположить слишком далеко, то энергии лазерного импульса будет просто недостаточно для того, чтобы он мог долететь до зеркала. В обоих случаях эффективность дальнейшей конверсии энергии в энергию гамма-излучения будет меньше оптимальной. Таким образом, существует некое оптимальное положение зеркала, при котором энергия генерируемого излучения будет максимально возможной. Поиск этого оптимума, вообще говоря, является весьма сложным и зависит от концентрации плазмы, интенсивности и энергии импульса. В обсуждаемом выше расчёте оптимальным является положение зеркала на расстоянии 200 мкм от места входа лазерного импульса в плазму.

3.3.3. Столкновение импульса и электронов. Главным этапом является последний, во время которого и происходит основная генерация гамма-излучения. Идея генерации гамма-квантов при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с высокоэнергетичными электронными пучками рассматривалась, например, в экспериментальных работах [137–139]. В эксперименте использовались электроны, ускоренные обычным ускорителем заряженных частиц SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), и его сопряжение с тераваттной лазерной установкой являлось значительной проблемой. В рассматриваемой схеме такой проблемы не возникает, поскольку в ней используется только один импульс.

Можно дать простую оценку эффективности генерации гамма-излучения при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с электронным пучком, распространяющимся навстречу импульсу. В одномерном приближении, согласно закону сохранения канонического импульса, при пренебрежении силой радиационного затухания поперечный импульс электронов определяется амплитудой векторного потенциала в данной точке: $\mathbf{p}_\perp = e\mathbf{A}_\perp/c$ ($e > 0$ — элементарный заряд). При указанных выше параметрах p_\perp не превышает 20–30 МэВ c^{-1} . В то же время для продольного импульса $p_\parallel > 1000$ МэВ c^{-1} . Таким образом, с хорошей точностью выполняется $p_\perp \ll p_\parallel$, т.е. электрон при взаимодействии с лазерным импульсом продолжает двигаться в том же направлении, совершая лишь небольшие поперечные "подрагивания". Как известно, релятивистский электрон, испытывающий ускорение, эффективно излучает кванты высокой частоты — синхротронное излучение [140]. Спектр такого излучения является чрезвычайно широким, простираясь вплоть до частоты отсечки, определяемой энергией ускоряемого электрона и величиной ускорения:

$$\omega_c = 3\gamma^3 \left(\frac{c}{\rho} \right), \quad (1)$$

где γ — релятивистский гамма-фактор электрона, ρ — радиус кривизны траектории электрона. В рассматриваемом случае

$$\gamma = \left[1 + \left(\frac{p_\perp}{mc} \right)^2 + \left(\frac{p_\parallel}{mc} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \frac{p_\parallel}{mc}, \quad (2)$$

$$\rho = \frac{\gamma mc^2}{2eE_\perp} \approx \frac{p_\parallel c^2}{2e\omega A_\perp}, \quad (3)$$

где ω — круговая частота лазерного излучения. Откуда получаем для частоты отсечки

$$\omega_c = 6 \left(\frac{p_{\parallel}}{mc} \right)^2 \frac{eA_{\perp}}{mc^2} \omega \sim p_0^2 a_0 \omega, \quad (4)$$

где введены безразмерные продольный импульс $p_0 = p_{\parallel}/mc$ и амплитуда лазерного импульса $a_0 = eA_{\perp}/mc^2 = eE_{\perp}/m\omega c$. Для рассматриваемой задачи $p_0 \approx 2 \times 10^3$, $a_0 \approx 50$, $\hbar\omega \approx 1$ эВ. Таким образом, возможно излучение квантов с энергиями вплоть до $\hbar\omega_c \approx 2 \times 10^8$ эВ = 0,2 ГэВ. Соответствующая длина волны $\lambda \approx 5 \times 10^{-15}$ м. Как видно, длина волны получаемого излучения лежит в гамма-диапазоне, и она значительно меньше расстояний между электронами. Таким образом, неявно предполагавшееся при выводе одночастичное приближение является правомерным. Следует, однако, отметить, что энергия отдельного испущенного кванта сравнима, вообще говоря, с энергией электрона, что означает возможный квантовый характер этого излучения, однако далее для простоты оценок можно ограничиться классическим приближением, оговарив, что квантовое рассмотрение должно ввести свои поправки. Кроме того, так как энергия такого кванта значительно превосходит энергию покоя электрона, то в рассматриваемой задаче может быть велика вероятность генерации электрон-позитронных пар. Этим эффектом также пренебрегается.

Для того чтобы оценить энергию, переданную в излучение, воспользуемся известным выражением для силы радиационного торможения ультрарелятивистской частицы [141]:

$$f_x^{\text{rad}} = -\frac{2e^4\gamma^2}{3m^2c^4} [(E_y - H_z)^2 + (E_z + H_y)^2]. \quad (5)$$

Для циркулярно поляризованного импульса, распространяющегося против направления оси x , имеем

$$f_x^{\text{rad}} = -\frac{8e^4\gamma^2 E_{\perp}}{3m^2c^4} \sim -kr_e p_0^2 a_0^2 m\omega c, \quad (6)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, $r_e = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона. Для оптического диапазона $kr_e \approx 10^{-10}$. Рассчитаем, какую часть кинетической энергии электрон потеряет в нулевом (в пренебрежении влиянием силы радиационного трения на движение электрона) приближении за счёт излучения:

$$\eta \equiv \frac{f_x^{\text{rad}} ct_{\text{int}}}{(\gamma - 1) mc^2} \sim kr_e p_0 a_0^2 \omega t_{\text{int}}, \quad (7)$$

где t_{int} — время взаимодействия электрона с излучением. Оценим величину этого времени как $\omega t_{\text{int}} \sim 10$, тогда имеем следующую оценку: $\eta \sim 0,01$. Далее несложно подсчитать, что при наличии 10^{11} электронов со средней энергией 1 ГэВ в гамма-излучение будет конвертировано порядка 0,1 Дж энергии. Длительность гамма-всплеска, которая определяется временем взаимодействия лазерного импульса со сгустком ускоренных электронов, составляет порядка 10 фс. Несложно оценить, что такой источник будет иметь рекордно высокую пиковую яркость свечения — 10^{27} фотонов за 1 с на $1 \text{ мм}^2 \text{ мрад}^2$.

4. Ускорение ионов: поиск оптимальных режимов и мишеней

4.1. Ускорение приповерхностным слоем нагретых электронов

Ускорение протонов и лёгких ионов лазерным импульсом начало исследоваться позднее, чем ускорение электронов. Одним из первых экспериментов, в которых наблюдалось лазерное ускорение ионов, был эксперимент в Ливерморской национальной лаборатории на петаваттной установке Nova [142]. В этом эксперименте лазерный импульс длительностью 0,5–5 пс и интенсивностью 3×10^{20} Вт см⁻² облучал твердотельную мишень, с задней стороны которой наблюдался вылет пучка протонов, содержащего порядка 3×10^{13} частиц с энергиями вплоть до 55 МэВ, которые имели квазимаксвелловское распределение по скоростям со средней энергией порядка нескольких МэВ. Этот экспериментальный результат был объяснён как обусловленный так называемым механизмом ускорения приповерхностным слоем нагретых электронов (Target Normal Sheath Acceleration, TNSA) [143, 144], суть которого заключается в том, что при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью мишени происходит эффективный нагрев электронов (в упомянутом эксперименте порядка 40–50 % лазерной энергии было поглощено электронами), которые разлетаются во все стороны и могут пройти сквозь мишень и вылететь с её обратной стороны. Эти электроны образуют отрицательно заряженное облако в приповерхностном слое, создавая квазистационарное электрическое поле. Таким образом, имеется разность потенциалов, которая способна ускорять протоны и другие лёгкие ионы из мишени. Первоначальные эксперименты, проводившиеся по этой схеме, давали в результате широкие квазитепловые распределения ускоренных ионов по энергиям, в то время как большинство приложений требует моноэнергетичности получаемых пучков.

Впервые возможность генерации моноэнергетического ионного пучка была продемонстрирована экспериментально в двух работах [145, 146], опубликованных в 2006 г. Идея этих экспериментов заключалась в том, что в качестве мишеней использовались фольги из тяжёлых металлов: титана, золота, палладия — с тонким покрытием на задней стороне мишени. Это покрытие представляло собой либо естественно имеющееся органическое загрязнение, либо специально нанесённый полимерный слой. Важно то, что в состав покрытия входят лёгкие ионы — протоны и углерод. При формировании ускоряющего потенциала в первую очередь происходило ускорение лёгких ионов, в то время как тяжёлые ионы фольги за время действия лазерного импульса практически не смещались. При этом ввиду того, что ускоряемые ионы изначально находятся практически в одинаковых условиях, их динамики слабо различаются, что в результате приводит к моноэнергетичности спектра этих ионов. В экспериментах был получен пучок протонов с энергиями порядка $1,2 \pm 0,3$ МэВ, т.е. разброс составил около 25 %.

Было предложено несколько схем увеличения эффективности ускорения. Например, для увеличения эффективности передачи энергии от лазерного импульса горячим электронам предлагается использовать микроструктурированные мишени. В работе [147] для уменьшения

степени отражения лазерного импульса предложено использовать фольгу с небольшими отверстиями, размер которых был выбран порядка полудлины волны. В этом случае значительно увеличивается степень поглощения энергии лазерного импульса и соответственно увеличивается энергия ускоренных ионов. Параметры отверстий были оптимизированы в работе [148], в которой показано, что для оптимальных параметров 16,7 % лазерной энергии может быть конвертировано в энергию ускоренных ионов. В работе [149] предлагается приставить перпендикулярно к передней грани вертикально расположенной мишени другую фольгу. В этом случае лазерный импульс, распространяющийся вдоль поверхности горизонтальной фольги, эффективно ускоряет находящиеся в ней электроны. Это также позволяет достичь увеличения степени поглощения лазерной энергии плазмой. В работе [150] применяется схожая идеология, однако вместо горизонтальной фольги используется толстая фольга с проделанным в ней узким каналом, которая приставляется к ускоряющему слою. Лазерный импульс, распространяясь в этом канале, ускоряет поверхностные электроны в направлении своего распространения.

4.2. Ускорение световым давлением

Несмотря на относительный успех схемы TNSA, при больших интенсивностях более эффективными являются другие схемы, которые, как правило, не могут быть реализованы при малых интенсивностях. Среди них следует особо отметить предложенную в 2004 г. так называемую схему лазерного поршня [151] (также именуемую схемой светового паруса). Эта схема основана на предложенной ещё в начале XX в. идее ускорения тел под действием светового давления [152]. В предложенной изначально схеме тонкая фольга, состоящая из водорода, облучается лазерным импульсом интенсивностью порядка 10^{23} Вт см⁻², в результате чего происходит вырывание сгустка плазмы, состоящей из электронов и ионов, и ускорение его как целого. Численное моделирование показало, что в этой схеме возможно получение протонов с энергией порядка нескольких ГэВ. В этой же работе была предложена простая модель ускорения ионного слоя, основанная на предположении о том, что слой как целое ускоряется силой давления со стороны лазерного импульса. При этом необходимо учесть, что вследствие эффекта Доплера отражённый импульс имеет значительно меньшую частоту, чем падающий, поэтому при релятивистских скоростях слою может быть передано практически 100 % энергии падающего излучения. Предложенная модель позволила дать оценку конечной энергии ионов в слое в зависимости от времени ускорения. Для ультррелятивистского случая она имеет вид

$$E_{i\text{kin}}(t) \approx m_i c^2 \left(\frac{3E_L^2 t}{8\pi n_e l m_i c} \right)^{1/3}, \quad (8)$$

где m_i — масса ионов, E_L — амплитуда электрического поля в лазерном импульсе, n_e — первоначальная концентрация электронов в слое, l — первоначальная толщина слоя. Для использованного в расчёте гауссова импульса длительностью 25 фс и максимальной интенсивностью $1,37 \times 10^{23}$ Вт см⁻² оценка даёт $E_{i\text{kin}} \approx 30$ ГэВ для фольги толщиной 1 мкм с плотностью электронов 10^{22} см⁻³.

Схожая идея может быть использована для ускорения ионов на передней границе [153–156]. В этой схеме используется нормальное падение циркулярно поляризованного импульса на твердотельную мишень. Наличие циркулярной поляризации обеспечивает отсутствие бесстолкновительного нагрева, а нормальное падение приводит к квазистационарной картине ускорения: электроны отжимаются под действием пондеромоторной силы и формируют некий ускоряющий потенциал, проходя который, ионы, находившиеся на передней границе, приобретают энергию, пропорциональную амплитуде лазерного импульса [157]. Было также проведено исследование зависимости эффективности ускорения от плотности плазмы, которое показало, что существует оптимальная концентрация электронов, при которой энергия генерируемых ионов максимальна [158]. Позднее эта схема была дополнена идеей использовать слой многократно [159] — на первом этапе происходит ускорение неподвижного слоя, когда же импульс доходит до его конца, он снова начинает ускорять уже ускоренные ионы, увеличивая их энергию. При малой толщине слоя эта схема сводится к той же идее ускорения тонких плёнок световым давлением. Существенным является использование именно циркулярно поляризованного импульса, что позволяет снизить требуемые для реализации схемы интенсивности излучения [160]. Особенностью схемы является то, что все ионы получают одну и ту же энергию. Были также показаны такие преимущества данной схемы, как высокая эффективность, большая плотность получаемых ионных сгустков, малая расходимость генерируемого пучка и его малая — фемтосекундная — длительность [161]. В дальнейшем эта схема была оптимизирована [162, 163], в частности, было показано, что существует оптимальная толщина, при которой происходит ускорение только тонкого ионного слоя, находящегося на задней границе мишени.

Недостатком схемы является её подверженность поперечным неустойчивостям рэлей-тейлоровского типа [164] или более мелкомасштабным [165, 166], что может привести к просветлению слоя и прекращению процесса ускорения. Было, однако, показано, что указанные неустойчивости могут быть подавлены, если движение ускоряемого слоя будет ультррелятивистским [167], кроме того, возможно использование специальным образом профилированных лазерного импульса [168] или мишеней [169]. Стабилизация слоя также может происходить за счёт краевых эффектов [170] или присоединения первоначального этапа самоканалирования импульса [171]. Предлагается также использование двухкомпонентной мишени [172], состоящей из атомов углерода и водорода. В этом случае более лёгкие ионы водорода формируют тонкий слой, ускоряемый в основном кулоновскими силами, действующими со стороны ионов углерода, которые из-за рэлей-тейлоровской неустойчивости образуют плотное облако плазмы. Слой ионов водорода оказывается устойчивым, поскольку находится на поверхности более "тяжёлой жидкости" — ионов углерода, тогда как в случае чистой мишени, протоны находятся на "поверхности" более "лёгкой жидкости" — фотонов.

Режим ускорения световым давлением пока мало исследован экспериментально, поскольку требует достаточно высоких интенсивностей излучения. В 2008 г. были проведены две серии экспериментов на субпетаваттной

установке Vulcan RAL [173]. Были использованы лазерные импульсы с энергией 60 и 250 Дж, длительностью 1 и 0,7 пс соответственно. При этом в фокусе достигались интенсивности от 3×10^{19} Вт см⁻² до 2×10^{20} Вт см⁻². При облучении такими импульсами металлических фольг из алюминия и меди толщиной 2 и 5 мкм соответственно наблюдались ускоренные протонные пучки, вылетающие с задней стороны мишени. Их особенностью являлось то, что низкоэнергетическая часть этих пучков имела относительно небольшую расходимость и была испущена из пятна небольшой площади. Это резко контрастирует с тем, что ранее наблюдалось в режиме TNSA, поэтому был сделан вывод, что в данных экспериментах ионы были ускорены силой светового давления, который подтверждался также результатами численного моделирования. В 2009 г. были опубликованы результаты экспериментов, проведённых в Институте Макса Борна на установке мощностью 20 ТВт [174]. В этих экспериментах впервые использовался циркулярно поляризованный лазерный импульс, имеющий энергию 1,2 Дж и длительность 45 фс, с длиной волны 810 нм. С помощью техники двойного плазменного зеркала [175] экспериментаторы достигли контраста импульса порядка 10^{-11} на временах, меньших 10 пс. Это позволило осуществить взаимодействие лазерного импульса с неразрушенными мишенями ультрамалой толщины: в эксперименте были использованы углеродные плёнки толщиной от 2,9 до 40 нм. В эксперименте наблюдалось формирование моноэнергетического пучка ионов углерода C⁶⁺ с энергией порядка 30 МэВ. При этом оптимальным оказалось взаимодействие с фольгой толщиной 5,3 нм. Оба результата хорошо согласуются с результатами как развитой ранее теории, так и проведённого в [175] численного моделирования.

4.3. Ускорение пондеромоторно отжатыми электронами

На похожем принципе основана схема ускорения лёгких ионов пондеромоторно отжатыми электронами [176]. Идея данной схемы заключается в создании в тонком слое тяжёлого металла поля разделения зарядов за счёт отжатия электронов к задней границе мишени пондеромоторными силами. При этом задача заключается в создании максимально возможного перепада потенциала, который и используется для ускорения лёгких пробных ионов, пролетающих через весь слой. То есть, в отличие от традиционных схем, данная схема предполагает, что ускоряемые ионы изначально должны находиться в начале слоя.

На основе аналитического подхода, развитого в работе [177], был найден оптимальный режим взаимодействия. Оказалось, что при заданной интенсивности, энергия ускоренных ионов достигает максимального значения в мишенях как можно меньшей плотности. Однако имеется нижняя граница допустимой концентрации плазмы, определяемая эффектом релятивистской самоиндуцированной прозрачности. При оптимальном выборе параметров мишени максимальная энергия ионов, ускоренных в такой мишени, связана с интенсивностью излучения следующим образом:

$$\varepsilon_i [\text{МэВ}] = 0,71 Z_i \times \left(\frac{I [\text{Вт см}^{-2}]}{10^{18}} (\lambda [\text{мкм}])^2 \right)^{3/4}, \quad (9)$$

где Z_i — заряд ионов.

Результаты аналитических расчётов были подтверждены численным моделированием. Был проведён одномерный расчёт на основе численного моделирования системы уравнений Власова – Максвелла для трёхкомпонентной плазмы, состоящей из электронов, ионов углерода C⁶⁺ и ионов золота Au⁶⁺, причём различные компоненты взаимодействовали друг с другом только посредством среднего электростатического поля. Рассматривалось облучение сложной мишени, состоящей из двух сортов ионов: тонкого слоя углерода ($L_C \approx 0,1\lambda$) и достаточно толстого слоя золота ($L_{Au} \approx 1,9\lambda$), концентрация электронов во всём слое была постоянной и соответствовала значению $n_0 = 10$, где n_0 — невозмущённая концентрация электронов, отнесённая к её критическому значению на данной частоте излучения (так называемый параметр закритичности). Слой углерода располагался на облучаемой стороне плазменного слоя и вплотную прилегал к слою золота. На слой падал импульс, имеющий гауссову огибающую, длительностью порядка шести периодов поля. Интенсивность в максимуме импульса равнялась $I_{\max} = 2500 I_{\text{rel}}$ (где I_{rel} — так называемая релятивистская интенсивность, равная интенсивности излучения, при которой энергия осцилляций электрона в волне становится равной его энергии покоя; для циркулярной поляризации $I_{\text{rel}} [\text{Вт см}^{-2}] = m^2 \omega^2 c^3 / 4\pi e^2 \approx 2,75 \times 10^{18} \lambda^{-2}$ [мкм]), что соответствовало оптимальным параметрам задачи, при которых ожидалось получение ионов с энергиями $\varepsilon_C = Z_C n_0 L^2 / 2 \approx 4000 mc^2 \approx 2$ ГэВ. Результаты расчёта приведены на рис. 4. Пространственно-временное распределение плотностей ионов и электронов в слое показано на рис. 4а. При данных параметрах излучения электроны практически полностью отжимаются к задней границе, при этом ионы золота практически не сдвигаются, тем самым удаётся создать разность потенциалов в слое, близкую к максимальной. Подобранная длительность импульса обеспечивает оптимальную траекторию ускоряемых ионов, при которой они вылетают из слоя в момент, близкий к моменту, в который достигается максимальная разность потенциалов. На рисунке 4б, в приведено распределение ускоряемых ионов углерода в момент времени $t = 23T$: фазовая плоскость ионов и проинтегрированное по всем координатам распределение по импульсам. Видно, что в процессе взаимодействия образовался моноэнергетический пучок ионов, имеющих импульс $p = 0,5 M_C c$, что соответствует энергии $\varepsilon = 0,12 M_C c^2 \approx 1,4$ ГэВ. Несоответствие результата предсказанному объясняется динамическими эффектами взаимодействия, в частности эффектом частичного просветления слоя, связанным с наличием конечной температуры электронов, а также неоптимальным подбором длительности импульса.

В реальной ситуации на описанную схему ускорения могут оказывать влияние такие факторы, как нагрев электронов, их вырывание лазерным импульсом в результате разрушения мишени, а также развитие возможных поперечных неустойчивостей. Для того чтобы проверить значимость этих факторов, было проведено полное трёхмерное моделирование задачи ускорения ионов с помощью метода частиц в ячейке (Particle-in-Cell — PIC), реализованного в параллельном трёхмерном коде ELMIS (Extreme Laser Matter Interaction Simulator), разработанном группой SimLight, входящей в состав сектора моделирования сверхбыстрых оптиче-

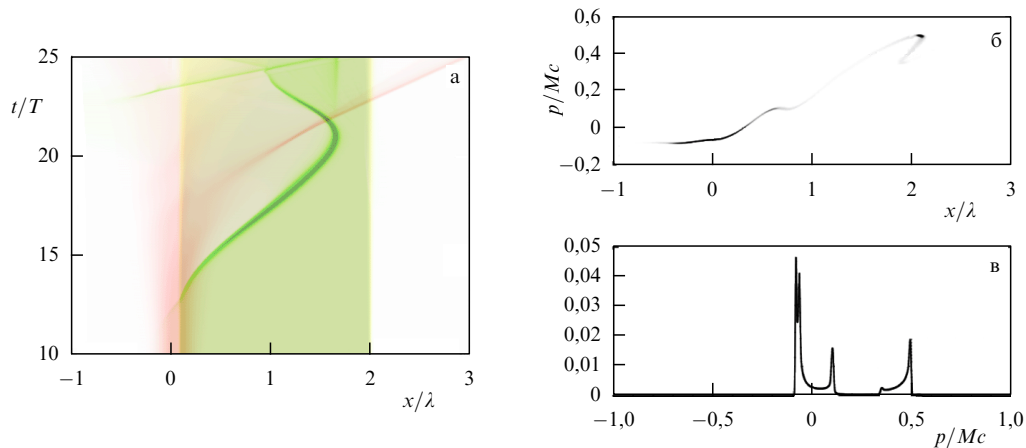


Рис. 4. Результаты расчёта динамической задачи взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения со структурированным плазменным слоем (см. в цвете онлайн). (а) Пространственно-временная диаграмма взаимодействия. Цветами передана плотность компонентов плазмы (зелёным — электронов, жёлтым — ионов золота, красным — ионов углерода). (б) Фазовая плоскость ионов углерода в момент их вылета из слоя ($t = 23 T$). (в) Проинтегрированное по координате распределение ионов углерода по импульсам в тот же момент времени.

ких процессов ИПФ РАН. В расчёте был взят слой толщиной 1 мкм с параметром заkritичности $n_0 = 15$. В качестве ускоряемых ионов были выбраны протоны, размещённые в слое толщиной 100 нм. Фоновую плазму составляли ионы золота Au_{197}^{10+} . Был использован гауссов импульс длительностью три периода поля и шириной в 8 мкм с несущей длиной волны 1 мкм. Амплитуда импульса в максимуме составляла $a_0 = 50$. Результаты расчёта представлены на рис. 5 и 6. Как и в одномерном

случае, происходит формирование пучка ускоряемых протонов с моноэнергетическим распределением вблизи пика 150 МэВ. Увеличенная ширина пика объясняется неоднородными эффектами и поперечными неустойчивостями, возникающими в плазменном слое, что приводит к ухудшению структуры ускоряющего поля. Следует также отметить хорошую коллимированность ускоренного пучка. Разброс по углам не превышает нескольких десятков миллирадиан.

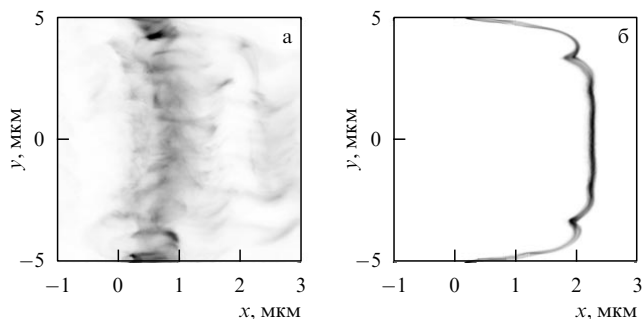


Рис. 5. Результаты расчёта трёхмерной задачи взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения со структурированным плазменным слоем: распределение концентраций электронов (а) и протонов (б).

4.4. Схема каскадного ускорения ионов

Развитием схемы ускорения пондеромоторно отжатыми электронами является идея каскадного ускорения ионов, основанная на эффекте релятивистски индуцированной прозрачности слоя [178]. Данный эффект наблюдается в достаточно тонких плазменных слоях под воздействием сверхинтенсивного циркулярно поляризованного излучения. Если интенсивность излучения достаточно велика, то все электроны могут быть отжаты в тонкий электронный слой, располагающийся в конце плазменного слоя. Толщина образующегося электронного слоя становится меньше толщины скин-слоя. При этом скорость вращения электронов в слое ограничена скоростью света, следовательно, ограничена также и отражательная способность слоя, что приводит к практически беспрепят-

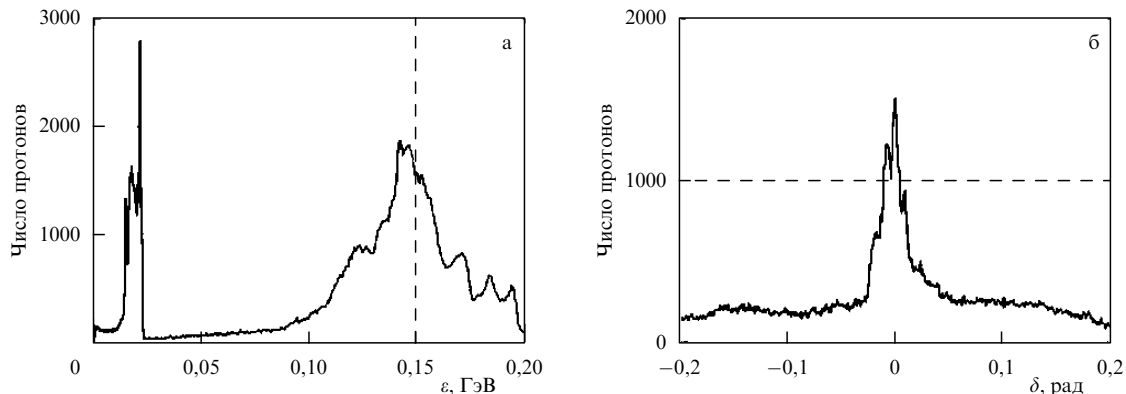


Рис. 6. Распределение по энергии (а) и по углам (б) протонов, ускоренных в плазменном слое.

ственному прохождению лазерного излучения сквозь слой. Прошедший лазерный импульс может быть использован для создания разности потенциалов в следующем слое.

Как было показано в работе [178], степень отжатия электронов в плазменном слое, который подвергается воздействию циркулярно поляризованного лазерного излучения, зависит от интенсивности излучения и возрастает с его увеличением по закону

$$kz_b \approx \frac{2\sqrt{I}}{n_0}, \quad (10)$$

здесь z_b — координата границы отжатых электронов, k — волновое число в падающем импульсе, I — интенсивность излучения, нормированная на так называемую релятивистскую интенсивность. Как видно из формулы (10), поскольку z_b не может превышать толщины слоя, имеется некое пороговое значение интенсивности:

$$I_{th} \approx \left(\frac{n_0 k L}{2}\right)^2, \quad (11)$$

где L — толщина слоя. При интенсивностях выше пороговой все электроны слоя отжимаются в тонкий слой, толщина которого меньше толщины скин-слоя. В результате все электроны плазмы, вследствие релятивистской интенсивности излучения, начинают вращаться со скоростью, близкой к скорости света. Можно показать, что излучательная способность такого слоя ограничена величиной

$$I_{sat} = \pi c \sigma^2 = \left(\frac{n_0 k L}{2}\right)^2, \quad (12)$$

где $\sigma = eN_{e0}L$ — поверхностная плотность заряда в слое. Таким образом, излучательная способность слоя в точности равна пороговой интенсивности излучения (11). При превышении интенсивностью порогового значения коэффициент пропускания может быть оценён по следующей формуле:

$$T \equiv \frac{I_{tr}}{I_{inc}} = 1 - \frac{(n_0 k L)^2}{4I}, \quad (13)$$

где I_{tr} — интенсивность прошедшей волны, I_{inc} — интенсивность падающей волны.

В случае падения на плазменный слой лазерного импульса с интенсивностью, имеющей гауссов профиль в продольном направлении и превышающей пороговое значение, в соответствии с вышеизложенными соображениями можно предположить следующий сценарий взаимодействия. Сначала, во время прихода переднего фронта импульса, до тех пор пока падающая интенсивность не превысит порогового значения, поток энергии почти полностью отражается, а электроны в слое постепенно отжимаются пондеромоторной силой, что приводит к формированию продольного электрического поля. При достижении интенсивностью порогового значения происходит переход к режиму прозрачности, в котором дальнейшее отжатие электронов прекращается, а электромагнитная волна импульса отражается лишь частично. Моделирование этого процесса с помощью метода частиц в ячейке показывает, что возможно формирование значительно большего ускоряющего потенциала на слое, чем тот, который обеспечивается отжатыми электронами. Этот эффект наблюдается в случае очень коротких (≈ 30 фс) лазерных импульсов,

при которых переход от режима отражения к режиму прозрачности происходит очень быстро. В этом случае быстрое возрастание интенсивности прошедшей волны приводит к формированию очень резкого переднего фронта прошедшего импульса, который посредством пондеромоторной силы способен выбросить некоторую часть электронов из плазменного слоя на значительные расстояния. Это приводит к формированию за пределами плазменного слоя ускоряющего электрического поля разделения зарядов, которое может ускорять ионы.

Дополнительным положительным обстоятельством является то, что в момент наступления прозрачности происходит существенный разогрев электронов, что приводит к уменьшению их отражательной способности практически до нуля. В результате прошедший лазерный импульс может быть использован повторно на следующем плазменном слое. Эта идея лежит в основе многокаскадной схемы ускорения ионов.

Отдельного рассмотрения требует процесс формирования и ускорения пучка протонов на первом плазменном слое, встречающемся на пути следования импульса. Поскольку если на первом слое сформируется пучок протонов с высокой степенью моноэнергетичности и малым разбросом по продольной координате, то такой пучок может затем распространяться в пространстве, не теряя этих свойств, и последовательно набирать энергию на каждом из оставшихся слоёв. Кроме того, естественно, важно, чтобы сформированный пучок протонов был максимально ускорен, в том числе, и на первом слое. Решить поставленную задачу можно, выбрав оптимальное положение протонсодержащего слоя, протоны из которого сформируют под воздействием лазерного импульса ускоряемый пучок. Данная задача может быть решена с помощью численного моделирования процесса взаимодействия лазерного излучения с тонким плазменным слоем. При расчёте вводятся пробные протоны, имеющие различные начальные положения. Оптимальное положение ускоряемых протонов определяется по максимальной энергии ускоренных протонов.

Пример результатов такого расчёта приведён на рис. 7. Из рисунка, во-первых, хорошо видно, что оптимальным является расположение слоя с ускоряемыми протонами не на задней, а на передней стенке тонкой фольги. А во-вторых, поскольку полный ускоряющий потенциал постепенно возрастает до своего максимального значения во время воздействия лазерного импульса, для оптимального ускорения необходимо "вбрасывать" протоны в ускоряющий слой не сразу после начала воздействия импульса, а спустя некоторое время — необходимо, чтобы там сформировался наибольший ускоряющий потенциал. Управление временем вбрасывания пучка протонов может быть осуществлено простым варьированием величины зазора между протонным и ускоряющим слоями.

Для оптимизации многокаскадного процесса ускорения необходимо также оптимизировать расстояние между ускоряющими слоями, для того чтобы ускоряемый протонный пучок проходил через область, в которой осуществляется ускорение (область с ускоряющей разностью потенциалов) в те же интервалы времени, в которые лазерный импульс создаёт в слое максимальное падение потенциала.

На рисунке 8 приведён результат численного моделирования процесса взаимодействия циркулярно поляри-

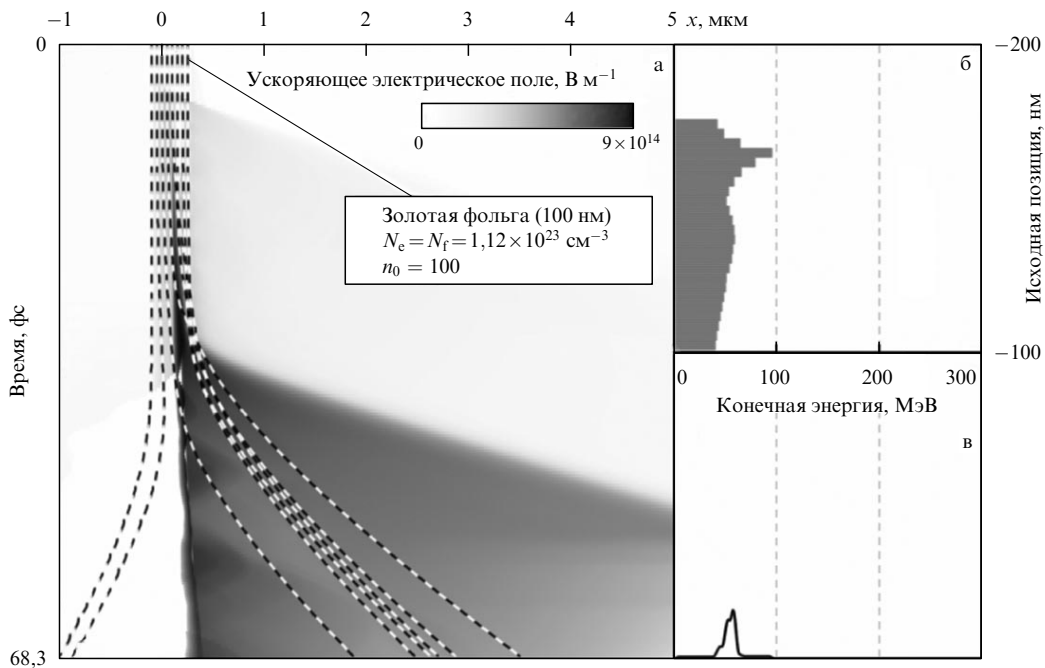


Рис. 7. (а) Траектории пробных частиц (протонов) с различными исходными позициями, ускоренных при воздействии лазерного импульса с гауссовым профилем на тонкий ускоряющий слой плазмы. Величина продольного ускоряющего поля передана градацией цвета. (б) Диаграмма конечной энергии протонов в зависимости от их начального положения. (в) Конечное распределение протонов по энергии.

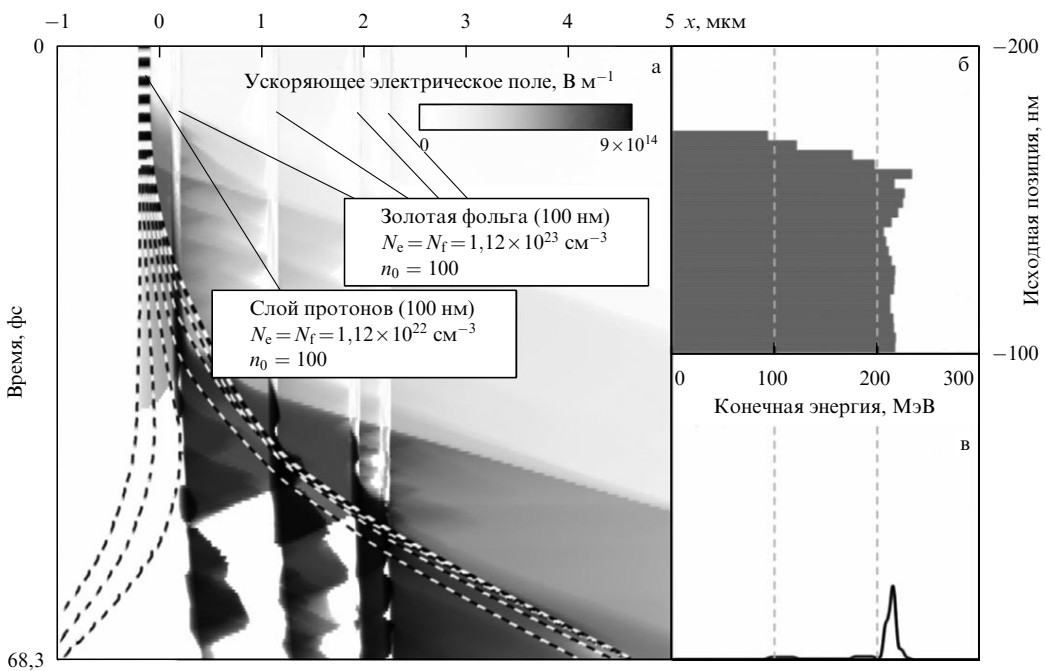


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но для случая мишени, состоящей из четырёх ускоряющих фольг. Параметры расчёта приведены в тексте.

зованного релятивистски интенсивного лазерного импульса с мишенью, состоящей из пяти разнесённых оптимальным образом слоёв. Первый слой содержал только протоны, а четыре остальных слоя состояли из ионов золота Au_{197}^{6+} и электронов. Концентрация электронов в первом слое соответствовала значению параметра $n_0 = 10$, в остальных — значению $n_0 = 100$. Толщины всех слоёв равнялись 100 нм. Падающий импульс имел гауссову огибающую с пиковой интенсивностью 10^{22} Вт см⁻² и длительностью 30 фс. При этом ионный

пучок, формирующийся на первом ускоряющем слое, пролетает все четыре каскада, последовательно ускоряясь на них. В итоге на выходе распределение ионов по энергиям имеет относительно узкий пик в окрестности энергии около 200 МэВ.

4.5. Альтернативные схемы

Из других схем ускорения ионов следует отметить следующие. Рассматривалась возможность ускорения протонов в кавитационном режиме распространения

лазерного импульса в прозрачной плазме [179], однако эта схема требует релятивистских энергий ионов, поэтому предлагалось соединить её с предускорением методом светового давления [180]. Другим предлагавшимся режимом является так называемый режим ВОА (Breakout Afterburner) [181]. В этом режиме происходит взаимодействие линейно поляризованного лазерного излучения с тонкой фольгой, которая нагревается по всему объёму и разрушается, в результате чего происходит распространение импульса в разогретой плазме. В этом случае наблюдается развитие релятивистской бунемановской неустойчивости [182, 183], которая приводит к эффективной передаче энергии от электронов ионам.

5. Новые источники аттосекундного излучения

5.1. Генерация высоких гармоник в газе

Первым поколением источников аттосекундных импульсов могут быть названы источники, основанные на генерации высоких гармоник при взаимодействии лазерных импульсов с газовыми струями. Генерация высоких гармоник в этом процессе является следствием нелинейного отклика атомов при их ионизации, и потому доступна уже при сравнительно невысоких на сегодня интенсивностях, на уровне 10^{13} Вт см⁻² [184, 185]. В конце 1980-х годов, благодаря реализации техники CPA, в экспериментах удалось не только наблюдать генерацию нескольких десятков гармоник, но и установить, что спектр гармоник имеет платообразную структуру (см., например, [186]). Спустя несколько лет платообразная структура спектра высоких гармоник была объяснена полуклассической моделью, в которой происходящий на каждом оптическом периоде процесс генерации высоких гармоник представляется как трёхстадийный [187]. На первой стадии электрон отрывается от атома вследствие туннельной ионизации, на второй электрон движется вдали от иона под действием электрического поля лазерного импульса, и, наконец, на третьей стадии электрон в случае соударения с родительским ионом излучает фотон. Максимальная энергия фотона определяется суммой потенциала ионизации и максимальной кинетической энергии, набираемой электроном к моменту соударения, согласно полуклассическому описанию. Это позволяет теоретически определить край плато спектра высоких гармоник.

Следующим важным достижением стало получение когерентного излучения в "водяном окне" (область длин волн от 2,3 до 4,4 нм), что имеет особое значение для биохимических исследований [188, 189]. В 2008 г. применение сверхкоротких лазерных импульсов с длительностью всего в 1–2 оптических периода позволило экспериментально продемонстрировать возможность генерации на газовых струях импульсов длительностью менее 100 ас, что представляет большой интерес с точки зрения исследования процессов, происходящих в атомах и молекулах на сверхкоротких временах [190].

Следует отметить, что поскольку в газах наиболее эффективные механизмы генерации гармоник основаны на переходах между свободными и связанными состояниями, то для генерации высоких гармоник на газовых струях нет необходимости в сверхмощных лазерах петаваттного уровня. Однако именно в этой области за

последние 20 лет были достигнуты наиболее значимые с практической точки зрения результаты по генерации излучения в труднодоступном диапазоне с длиной волны до 1 нм. Тем не менее для генерации высоких гармоник на газовых струях характерна весьма невысокая эффективность, на уровне 10^{-3} %.

В последние годы в связи с увеличением доступности высокоинтенсивных лазерных систем всё более популярными становятся исследования генерации гармоник при взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными мишенями, что может обеспечить более высокую эффективность. Такие источники можно отнести ко второму поколению источников аттосекундного излучения.

5.2. Первые работы с твердотельными мишенями

Генерация высоких гармоник на поверхности твердотельной мишени в поле сверхсильного лазерного импульса впервые наблюдалась в 1981 г. группой из Лос-Аламоса [191]. В ходе этих экспериментов проводилось исследование взаимодействия излучения CO₂-лазера интенсивностью 10^{14} – 10^{16} Вт см⁻² с твердотельными мишенями из алюминия, титана, железа, золота, меди, полиэтилена и тефлона. В отражённом сигнале при этом наблюдались гармоники частоты лазерного излучения вплоть до 29-й, причём количество гармоник зависело от материала мишени. Первая попытка объяснения этого явления была предпринята спустя менее года в работе [192]. В этой работе генерируемые гармоники объяснялись резонансным поглощением энергии лазерного импульса и возбуждением плазменных колебаний на кратных частотах, при этом естественным пределом числа генерируемых гармоник являлась величина плазменной частоты, которая для большинства твердотельных веществ лежит в интервале от 20-й гармоник лазерной частоты до 30-й. Это представляло собой довольно сильное ограничение, в результате чего исследования в этой области в течение длительного времени не привлекали значительного интереса.

5.3. Модель релятивистского осциллирующего зеркала

Ситуация изменилась в середине 1990-х годов, когда было обращено внимание на то, что генерация гармоник возможна на основе эффекта Доплера [193]. В этом случае номер максимальной гармоники определяется квадратом релятивистского фактора электронов и он не ограничен плотностью плазмы. Это предсказание было подтверждено численным моделированием [194, 195] и экспериментами [196, 197]. Немного позднее в работе [198] было дано теоретическое объяснение медленного спада спектра гармоник, на основе этого объяснения была предложена схема получения сверхвысоких интенсивностей излучения посредством фокусировки когерентных гармоник, генерируемых лазерным импульсом [199].

Следующим существенным шагом в изучении механизмов генерации высоких гармоник на поверхности твердотельной плазмы стала работа [200], авторы которой обратили внимание на то, что излучение электронов в ультрарелятивистском пределе имеет синхротронный характер и происходит в течение короткого промежутка времени, в связи с чем частота отсечки генерируемого спектра определяется не квадратом, а кубом релятивистского фактора электронов. Этот теоретический результат был подтверждён экспериментально на установке

Vulcan в RAL [201–203]. В серии экспериментов наблюдалась генерация рентгеновского излучения с энергией квантов вплоть до 3,5 кэВ при облучении твердотельной мишени лазерным импульсом интенсивностью $2,5 \times 10^{20}$ Вт см⁻² и длительностью 500 фс, имевшего контраст порядка $10^{10} : 1$ на временах ≈ 10 пс. Было показано, что такой источник обладает чрезвычайно высокой яркостью ($> 10^{22}$ фотонов в 1 с мм⁻² мрад⁻² на 0,1 % ширины спектра для длин волн, меньших 4 нм). Кроме того, была отмечена относительно высокая эффективность конверсии энергии в гармоники.

В 2008 г. с помощью численного моделирования было продемонстрировано [204], что при некоторых параметрах наблюдается ещё более пологий, чем предсказывалась теорией, изложенной в [200], спектр излучения. Попытка объяснения этого эффекта была предпринята в работе ан дер Брюгге и Пухова [205]. Согласно результатам проведённых численных расчётов, основной причиной такого поведения спектра является формирование наноразмерного пучка электронов, вылетающего навстречу лазерному излучению. Толщина такого электронного пучка оказывается настолько малой, что отдельные электроны в нём генерируют синхротронное излучение когерентно, что заметно увеличивает интенсивность высоких гармоник.

С точки зрения генерации гармоник, особый интерес представляет возможность получения аттосекундных импульсов [206]. Впервые на возможность генерации аттосекундных импульсов при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с твердотельной плазмой было указано [207] в 1998 г. С тех пор предложено несколько различных схем получения аттосекундных импульсов. Среди них — селективная фильтрация генерируемого излучения [198, 208–210], использование сверхкоротких сильнофокусированных импульсов [211], использование лазерных импульсов со специально подобранной переменной поляризацией [200, 212]. В 2009 г. экспериментально было показано, что генерируемые гармоники являются синхронизированными [213], а значит, при соответствующей фильтрации возможно получение последовательности аттосекундных импульсов, однако экспериментально такая фильтрация пока не реализована.

5.4. Модель релятивистской электронной пружины

Одной из самых интригующих целей преобразования оптического излучения в аттосекундные импульсы является решение задачи получения сверхвысоких интенсивностей для наблюдения эффектов нелинейности вакуума. В частности, как показывают результаты недавних расчётов и оценки [214], для наблюдения лавин рождения электрон-позитронных пар в вакууме требуется интенсивность на уровне 10^{26} Вт см⁻², что на три порядка выше интенсивности, на получение которой в ближайшей перспективе нацелены международные проекты [215]. Одним из очевидных путей увеличения интенсивности является уменьшение длины волны, что позволит уменьшить объём, в котором концентрируется энергия при предельной фокусировке, ограниченной дифракционным пределом. Помимо схемы фокусировки аттосекундных импульсов, сгенерированных на плазменной сферической поверхности [199], была предложена идея фокусировки встречного лазерного импульса, отражённого от движущегося с релятивистской

скоростью электронного зеркала, возникающего при опрокидывании кильватерной волны [216] или при пондеромоторном выталкивании электронов из тонких плёнок [217]. Воплощение всех этих идей на практике сильно ограничивается относительно невысокой эффективностью и плохой пространственной когерентностью генерируемого излучения.

С точки зрения повышения эффективности трансформации энергии, весьма привлекательным выглядит режим генерации мощных аттосекундных импульсов при наклонном облучении поверхности за критической плазмы [204, 205]. Особенностью этого режима является не только описанное выше появление более пологого спектра гармоник, но и то, что генерирующийся на каждом периоде аттосекундный импульс имеет амплитуду большую, чем амплитуда падающего на плазму излучения. Фактически это означает, что происходит не только конверсия энергии лазерного импульса в энергию высоких гармоник, но и концентрация энергии одного периода оптического импульса в аттосекундном всплеске.

Перераспределение энергии при нелинейном взаимодействии лазерного излучения с поверхностью плазмы не учитывается в рамках модели релятивистского осциллирующего зеркала [193], одним из основополагающих постулатов которой является равенство амплитуд падающего и отражённого излучения в некоторой эффективной точке в каждый момент времени.

Для того чтобы проанализировать процесс конверсии энергии при наклонном облучении поверхности плазмы, удобно свести задачу к одномерной, переходя в систему отсчёта, движущуюся вдоль поверхности плазмы (рис. 9) со скоростью $c \sin \theta$, где θ — угол падения. Падающая на слой электромагнитная волна посредством пондеромоторной силы вызывает смещение электронов в глубь плазмы. В отличие от случая нормального падения, в случае наклонного падения наличие потока плазмы в движущейся системе отсчёта приводит к возникновению магнитного поля, создаваемого оголяющимися ионами при смещении электронов в глубь плазмы. Это, в свою очередь, обуславливает различие в пондеромоторном воздействии волны на электроны на двух полупериодах поля. В течение полупериода, при котором электрическое поле направлено по оси y , электроны увеличивают свой импульс в направлении, обратном ориентации оси y , и сила Лоренца, обусловленная магнитным полем оголившимся ионам, дополнительно смещает их вдаль от границы, приводя к формированию тонкого электронного токового слоя (наноразмерного пучка) с плотностями заряда и тока, существенно превосходящими их исходные значения в плазме. Возникновение внутренних полей в плазме и ускорение движения части электронов

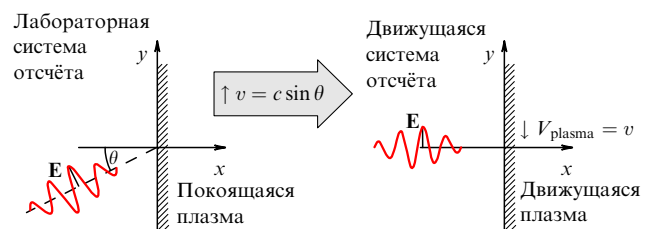


Рис. 9. Сведение задачи наклонного облучения поверхности плазмы к одномерной геометрии при переходе в движущуюся систему отсчёта.

плазмы приводит на этой стадии к аккумулярованию плазмой энергии падающей волны. Поскольку в случае линейной поляризации сила светового давления осциллирует в течение периода поля, в некоторый момент под действием силы разделения зарядов сформировавшийся из смещённых электронов наноразмерный пучок срывается и летит навстречу падающей волне, становясь источником аттосекундного всплеска. При этом аккумулярованная на первой стадии энергия высвечивается за время порядка нескольких десятков аттосекунд. Такое трёхстадийное описание процесса, ввиду сходства со сценарием аккумулярования энергии механической пружины, получило название модели *релятивистской электронной пружины* [218].

Аналитическая модель, развитая в работе [218] для описания вышеизложенного процесса, основана на трёх постулатах. Во-первых, предполагается, что в каждый момент электроны плазмы могут быть представлены в виде двух фракций: бесконечно тонкий слой отжатых электронов в некоторой движущейся точке x_s , содержащий все частицы из области $0 < x < x_s$, и электроны с невозмущённой концентрацией при $x > x_s$. Во-вторых, предполагается, что электроны в слое движутся со скоростями, близкими к скорости света, т.е. их движение характеризуется только направлением. Поэтому, с учётом первого предположения, электроны имеют равные компоненты скорости не только вдоль оси x , но и вдоль оси y (z -компонента скорости электронов равна нулю в связи с отсутствием сил вдоль оси z). Последнее предположение заключается в том, что электронный слой вместе с потоком нескомпенсированных ионов в области $0 < x < x_s$ полностью компенсируют падающее

электромагнитное излучение в невозмущённой области ($x > x_s$).

На основе этих предположений можно получить обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка для описания временной эволюции слоя $x_s(t)$, а также выразить через $x_s(t)$ непосредственный профиль сигнала, излучаемого в направлении, обратном направлению оси x . Сравнение результатов численного моделирования методом частиц в ячейках с результатами численного интегрирования дифференциального уравнения, получаемого в рамках данной теории, показывает, что модель с хорошей точностью описывает профиль отражённого сигнала при ультрарелятивистских интенсивностях порядка 10^{23} Вт см $^{-2}$. При этом, как следует из модели, профиль отражённого сигнала определяется всего двумя безразмерными параметрами: углом падения волны на поверхность плазмы θ и так называемым релятивистским параметром подобия S , равным отношению плотности плазмы, нормированной на критическую плотность, и амплитуды падающей волны, нормированной на релятивистскую амплитуду. Дальнейшее развитие аналитической теории позволяет оценить длительность и амплитуду генерируемого аттосекундного импульса с учётом степени когерентности излучения электронов слоя.

Сравнение характеристик аттосекундных импульсов, полученных из численного моделирования методом частиц в ячейках и из модели релятивистской электронной пружины, приведено на рис. 10. Оказывается, что для генерации наиболее интенсивных аттосекундных импульсов существует область оптимальных параметров с центром в точке

$$\theta_g \approx 62^\circ, \quad S_g \approx \frac{1}{2}. \quad (14)$$

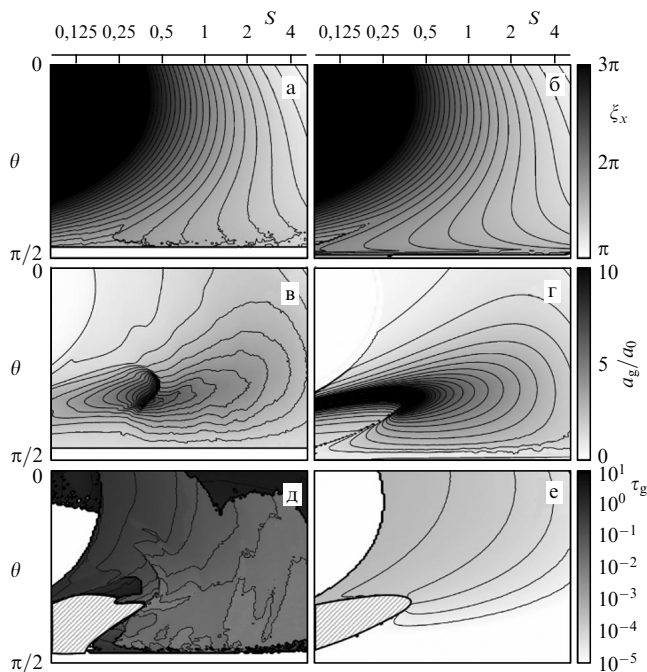


Рис. 10. Фаза генерации ξ_g , максимальная амплитуда a_g/a_0 и длительность τ_g аттосекундного импульса, полученного в рамках теории модели релятивистской электронной пружины (б, г, е) и при численном моделировании процесса облучения полуограниченной плазмы одним периодом волны с длиной 1 мкм и интенсивностью 10^{23} Вт см $^{-2}$ (а, в, д). На диаграммах (д, е) зона генерации униполярных импульсов выделена штриховкой.

Существование и конкретный вид оптимальных условий (14) следуют из теоретической модели при детальном анализе дифференциального уравнения для $x_s(t)$ методами качественной теории нелинейных дифференциальных уравнений. Это связано с тем, что на плоскости параметров S и θ точка, определяемая (14), соответствует тройной точке бифуркации между тремя возможными режимами (рис. 11а).

Суть различия режимов можно пояснить, качественно изобразив траекторию движения электронов слоя при излучении аттосекундного импульса в движущейся системе отсчёта (рис. 11б–д). Под направлением на наблюдателя, изображённого на рисунке, понимается направление по нормали к поверхности плазмы в движущейся системе отсчёта. При релятивистском движении диаграмма направленности излучения заряженной частицы имеет два узких лепестка, "прижатых" к направлению движения. Поэтому в случае траектории, показанной на рис. 11б, форма отражённого сигнала будет иметь вид двух биполярных всплесков, каждый из которых соответствует моменту, в который электрон движется точно в направлении наблюдателя. Если второй момент излучения приходится на область $x < 0$ (рис. 11в), не удовлетворяющую условиям модели, то излучение второго биполярного всплеска не наблюдается. Наконец, если траектория имеет вид, изображённый на рис. 11г, то излучение формируется лишь одним из лепестков и профиль имеет вид униполярного импульса. В тройной точке, соответствующей бифуркации между всеми режи-

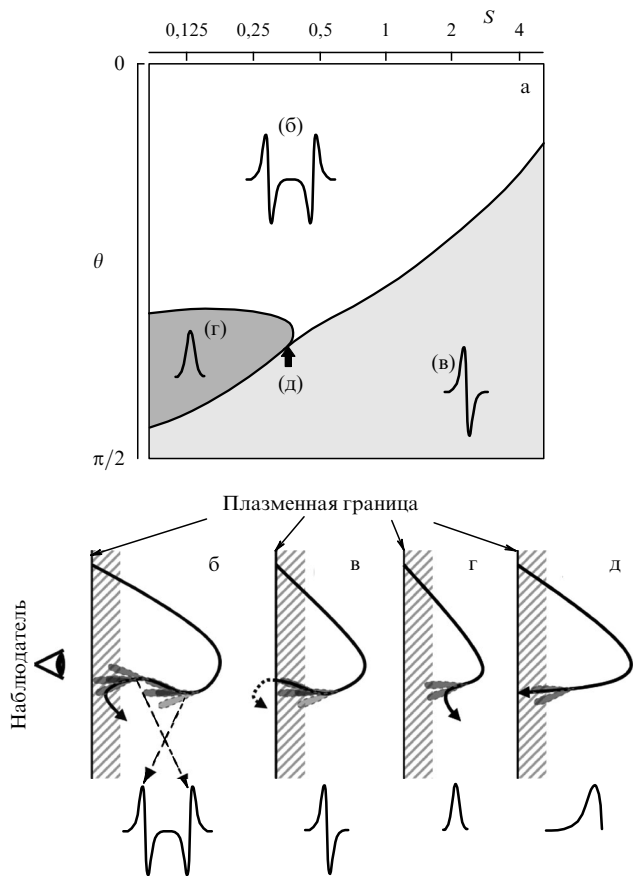


Рис. 11. (а) Области на плоскости параметров S и θ , отвечающие качественно различным режимам генерации импульсов. (б–д) Схематическое изображение траекторий электронов наноразмерного слоя, диаграмм направленности их излучения в моменты генерации максимумов и соответствующего генерируемого импульса.

мами, траектория имеет вид, изображённый на рис. 11д. Для этого случая характерно то, что электрон наиболее длительное время излучает с максимальной амплитудой, обеспечивая тем самым наилучшие условия для когерентного излучения всеми электронами в толще слоя, который имеет хотя и малый, но конечный размер. Поскольку когерентность играет доминирующую роль, именно этот случай соответствует максимальной амплитуде генерируемого аттосекундного импульса.

Теоретический анализ формы аттосекундного импульса показывает, что спектр гармоник экспоненциально спадает с характерным масштабом $\sim \gamma^3$ (γ — гамма-фактор электронов слоя), вплоть до гармоник, соответствующих пределу когерентности излучения. Поскольку $\gamma \gg 1$, это означает, что спектр гармоник в случае когерентного излучения гораздо шире, чем спектр со степенным спаданием с показателем $-8/3$, предсказываемый моделью релятивистского осциллирующего зеркала [200].

При оптимальных условиях облучения (14) электроны с поверхности плазмы излучают аттосекундные импульсы с амплитудой, на порядок большей, чем амплитуда падающего излучения. Такой эффективный способ преобразования оптического излучения в аттосекундный диапазон можно использовать для получения полей, необходимых для наблюдения эффектов нелинейности вакуума. Концепция, изложенная в работе [218],

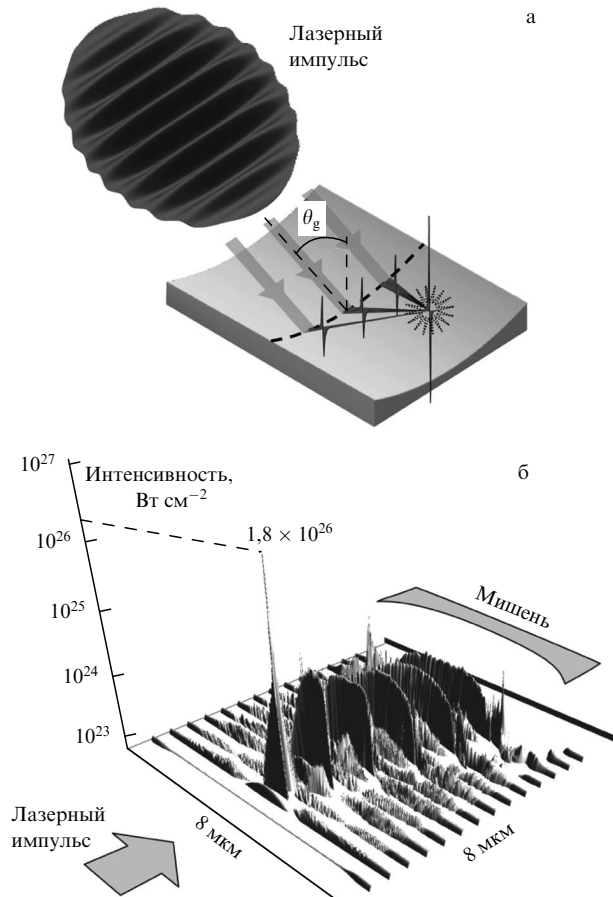


Рис. 12. (а) Схематическое представление концепции использования мишени в виде жёлоба для получения интенсивностей, необходимых для наблюдения эффектов нелинейности вакуума. (б) Распределение интенсивности в момент фокусировки гигантских аттосекундных импульсов, генерируемых на поверхности мишени, полученное при численном моделировании в системе отсчёта, движущейся вдоль направляющей жёлоба. Моделировался процесс наклонного облучения линейно поляризованным лазерным импульсом интенсивностью 10^{23} Вт см $^{-2}$ мишени с концентрацией 10^{23} см $^{-3}$ при оптимальном угле $\theta_g = 62^\circ$. При моделировании использовался параллельный код ELMIS [219].

основана на использовании в качестве мишени твердотельного объекта с поверхностью в форме слабоискривлённого жёлоба, облучаемого при оптимальных параметрах (14) так, что направляющая жёлоба находится в плоскости падения (рис. 12а). Как показывает численное моделирование методом частиц в ячейках, при использовании десятипетаваттного лазерного импульса с интенсивностью в фокусе 10^{23} Вт см $^{-2}$ можно достичь в области размером в несколько нанометров интенсивности $1,8 \times 10^{26}$ Вт см $^{-2}$ (рис. 12б).

5.5. Когерентное кильватерное излучение

Другим популярным механизмом генерации высоких гармоник является так называемое когерентное кильватерное излучение [220], заключающееся в следующем. При взаимодействии лазерного излучения с поверхностью твердотельной мишени происходит генерация электронных сгустков, распространяющихся в глубь плазмы [221]. Эти сгустки способны при наличии градиента концентрации возбуждать плазменные колебания, частота которых кратна частоте следования сгуст-

ков, а последняя, в свою очередь, определяется частотой лазерного импульса. Эти плазменные колебания совершаются при некотором градиенте концентрации, поэтому они способны излучать электромагнитные волны той же частоты. Таким образом происходит генерация гармоник вплоть до гармоник плазменной частоты, соответствующей максимальной концентрации электронов в мишени.

Генерация когерентного кильватерного излучения наблюдалась в ряде экспериментов. В эксперименте 2004 г. [222] при воздействии на тонкие углеродные и алюминиевые фольги лазерного излучения интенсивностью порядка 10^{18} Вт см⁻² наблюдались гармоники с обратной стороны облучаемой мишени. При этом частота генерируемых гармоник была ниже плазменной частоты мишени, на основании чего был сделан вывод, что гармоники генерируются на задней границе фольги электронами, которые вбрасываются лазерным импульсом с передней границы в глубь мишени. В 2006 г. на основе численных расчётов было показано, что эти же электроны могут генерировать высокие гармоники и на передней границе [220]. При этом характерным является то, что для генерации не требуются релятивистские интенсивности. Так, при облучении лазерным импульсом интенсивностью всего 2×10^{16} Вт см⁻² наблюдались гармоники вплоть до 18-й.

6. Заключение

В ближайшие несколько лет следует ожидать появления лазерных источников мультитераваттного уровня, позволяющих достичь интенсивности излучения порядка 10^{23} Вт см⁻². Сейчас сразу в нескольких странах мира идёт разработка лазерных установок с проектной пиковой мощностью 10 ПВт. Это Vulcan-10PW в Великобритании, ILE-Apollon во Франции и PEARL-10 в России. В рамках европейского мегапроекта ELI строятся три сверхмощных лазерных комплекса в Чехии, Венгрии и Румынии, на которых будет проводиться соответственно исследованию фундаментальной физики в сверхсильных полях, проблемы генерации аттосекундных импульсов и фотоядерных процессов. Появление источников нового уровня мощности позволит реализовать в экспериментах новые эффективные методы ускорения заряженных частиц и генерации излучения с уникальными характеристиками. Ожидается получение моноэнергетических электронных пучков с энергиями в несколько ГэВ, ионных пучков с энергией на уровне 1 ГэВ, ультраяркого гамма-излучения с энергией фотонов порядка нескольких ГэВ, ультракоротких импульсов субаттосекундной длительности, а также аттосекундных импульсов интенсивностью на уровне 10^{26} Вт см⁻².

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук (программа Президиума РАН "Экстремальные световые поля и их приложения", программа Отделения физических наук РАН "Нелинейно-оптические методы и материалы для создания лазерных систем нового поколения"), Министерства образования и науки РФ (госконтракты 02.740.11.0225 и 02.740.11.0563), Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских учёных и ведущих научных школ (грант НШ-3800.2010.2) и РФФИ (гранты 09-02-12322-офи.м и 09-02-12218-офи.м).

Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру РАН за предоставленные вычислительные ресурсы.

Список литературы

1. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
2. Maine P, Mourou G *Opt. Lett.* **13** 467 (1988)
3. Perry M D et al. *Opt. Lett.* **24** 160 (1999)
4. Danson C N et al. *Nucl. Fusion*. **44** S239 (2004)
5. Хазанов Е А, Сергеев А М *УФН* **178** 1006 (2008) [Khazanov E A, Sergeev A M *Phys. Usp.* **51** 969 (2008)]
6. Bahk S-W et al. *Opt. Lett.* **29** 2837 (2004)
7. Yanovsky V et al. *Opt. Express* **16** 2109 (2008)
8. Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
9. Norreys P A et al. *Phys. Plasmas* **16** 041002 (2009)
10. Mocker H W, Collins R J *Appl. Phys. Lett.* **7** 270 (1965)
11. Пискарскас А, Стабинис А, Янкаускас А *УФН* **150** 127 (1986) [Piskarskas A, Stabinis A, Yankauskas A *Sov. Phys. Usp.* **29** 869 (1986)]
12. Khazanov E A, Sergeev A M *Laser Phys.* **17** 1398 (2007)
13. Hugonnot E et al. *Appl. Opt.* **46** 8181 (2007)
14. Chekhlov O V et al. *Opt. Lett.* **31** 3665 (2006)
15. Kiriya H et al. *Opt. Lett.* **32** 2315 (2007)
16. Lozhkarev V V et al. *Laser Phys. Lett.* **4** 421 (2007)
17. Беспалов В И и др. *Изв. АН СССР, Сер. физическая* **51** 1354 (1987)
18. Bepalov V I et al. *Proc. SPIE* **2633** 732 (1995)
19. Литвак А Г *ЖЭТФ* **57** 629 (1968) [Litvak A G *Sov. Phys. JETP* **30** 344 (1969)]
20. Max C E, Arons J, Langdon A B *Phys. Rev. Lett.* **33** 209 (1974)
21. Ахизер А И, Половин Р В *ЖЭТФ* **30** 915 (1956) [Akhiezer A I, Polovin R V *Sov. Phys. JETP* **3** 696 (1956)]
22. Kaw P, Dawson J *Phys. Fluids* **13** 472 (1970)
23. Гапонов А В, Миллер М А *ЖЭТФ* **34** 242 (1958) [Gaponov A V, Miller M A *Sov. Phys. JETP* **7** 168 (1958)]
24. Козлов В А, Литвак А Г, Суворов Е В *ЖЭТФ* **76** 148 (1979) [Kozlov V A, Litvak A G, Suvorov E V *Sov. Phys. JETP* **49** 75 (1979)]
25. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
26. Farina D, Bulanov S V *Phys. Rev. Lett.* **86** 5289 (2001)
27. Teubner U, Gibbon P *Rev. Mod. Phys.* **81** 445 (2009)
28. Беляев В С и др. *УФН* **178** 823 (2008) [Belyaev V S et al. *Phys. Usp.* **51** 793 (2008)]
29. Joshi C, Malka V *New J. Phys.* **12** 045003 (2010)
30. Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229 (2009)
31. Krushelnick K, Malka V *Laser Photon. Rev.* **4** 42 (2010)
32. Macchi A *Appl. Phys. B* **82** 337 (2006)
33. Norreys P A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 175 (1998)
34. Petrov G M, Davis J *Phys. Plasmas* **15** 073109 (2008)
35. Winterfeldt C, Spielmann C, Gerber G *Rev. Mod. Phys.* **80** 117 (2008)
36. Ping Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 085004 (2008)
37. Nakatsutsumi M et al. *New J. Phys.* **10** 043046 (2008)
38. Nilson P M et al. *Phys. Rev. E* **79** 016406 (2009)
39. Ichimaru S *Rev. Mod. Phys.* **65** 255 (1993)
40. Labaune C *Nature Phys.* **3** 680 (2007)
41. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **1** 1626 (1994)
42. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **12** 057305 (2005)
43. Esarey E, Sprangle P, Krall J *Phys. Rev. E* **52** 5443 (1995)
44. Plettner T et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 134801 (2005)
45. Kimura W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 546 (1995)
46. Sprangle P, Esarey E, Krall J *Phys. Rev. E* **54** 4211 (1996)
47. Горбунов Л М, Кирсанов В И *ЖЭТФ* **93** 509 (1987) [Gorbu-nov L M, Kirsanov V I *Sov. Phys. JETP* **93** 509 (1987)]
48. Sprangle P et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146 (1988)
49. Rosenbluth M N, Liu C S *Phys. Rev. Lett.* **29** 701 (1972)
50. Joshi C et al. *Nature* **311** 525 (1984)
51. Kitagawa Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 48 (1992)
52. Clayton C E et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 37 (1993)
53. Everett M et al. *Nature* **368** 527 (1994)
54. Tang C M, Sprangle P, Sudan R N *Phys. Fluids* **28** 1974 (1985)

55. Horton W, Tajima T *Phys. Rev. A* **34** 4110 (1986)
56. McKinstrie C J, Forslund D W *Phys. Fluids* **30** 904 (1987)
57. Esarey E, Ting A, Sprangle P *Appl. Phys. Lett.* **53** 1266 (1988)
58. Gibbon P, Bell A R *Phys. Rev. Lett.* **61** 1599 (1988)
59. Mori W B et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1298 (1988)
60. Bereziani V I, Murusidze I G *Phys. Scr.* **45** 87 (1992)
61. Nakajima K *Phys. Rev. A* **45** 1149 (1992)
62. Bonnaud G, Teychenné D, Bobin J-L *Phys. Rev. E* **50** R36 (1994)
63. Dalla S, Lontano M *Phys. Rev. E* **49** R1819 (1994)
64. Umstadter D, Esarey E, Kim J *Phys. Rev. Lett.* **72** 1224 (1994)
65. Андреев Н Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 550 (1992) [Andreev N E et al. *JETP Lett.* **55** 571 (1992)]
66. Antonsen T M (Jr.), Mora P *Phys. Rev. Lett.* **69** 2204 (1992)
67. Sprangle P et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2200 (1992)
68. Esarey E et al. *Phys. Fluids B* **5** 2690 (1993)
69. Coverdale C A et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4659 (1995)
70. Modena A et al. *Nature* **377** 606 (1995)
71. Nakajima K et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428 (1995)
72. Moore C I et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 3909 (1997)
73. Wagner R et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 3125 (1997)
74. Gordon D et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2133 (1998)
75. Leemans W P et al. *Phys. Plasmas* **8** 2510 (2001)
76. Leemans W P et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 174802 (2002)
77. Malka V et al. *Phys. Plasmas* **8** 2605 (2001)
78. Chen W-T et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 075003 (2004)
79. Umstadter D et al. *Science* **273** 472 (1996)
80. Ting A et al. *Phys. Plasmas* **4** 1889 (1997)
81. Gahn C et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4772 (1999)
82. Malka V et al. *Science* **298** 1596 (2002)
83. Krueer W L *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Redwood City, Calif.: Addison-Wesley, 1988)
84. Gorbunov L, Mora P, Antonsen T M (Jr.) *Phys. Rev. Lett.* **76** 2495 (1996)
85. Gorbunov L M, Mora P, Antonsen T M (Jr.) *Phys. Plasmas* **4** 4358 (1997)
86. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **4** 1145 (1997)
87. Schroeder C B et al. *Phys. Plasmas* **13** 033103 (2006)
88. Kalmykov S Yu et al. *Phys. Plasmas* **13** 113102 (2006)
89. Joshi C et al. *Phys. Rev. Lett.* **47** 1285 (1981)
90. Bertrand P et al. *Phys. Plasmas* **2** 3115 (1995)
91. Esarey E et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 5552 (1998)
92. Tzeng K-C, Mori W B, Katsouleas T *Phys. Rev. Lett.* **79** 5258 (1997)
93. Umstadter D et al. *Phys. Rev. E* **51** 3484 (1995)
94. Esarey E et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2682 (1997)
95. Hemker R G et al. *Phys. Rev. E* **57** 5920 (1998)
96. Schroeder C B et al. *Phys. Rev. E* **59** 6037 (1999)
97. Fubiani G et al. *Phys. Rev. E* **70** 016402 (2004)
98. Kotaki H et al. *Phys. Plasmas* **11** 3296 (2004)
99. Faure J et al. *Nature* **444** 737 (2006)
100. Kotaki H et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 1760 (2008)
101. Bulanov S et al. *Phys. Rev. E* **58** R5257 (1998)
102. Suk H et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1011 (2001)
103. Tomassini P et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **6** 121301 (2003)
104. Kim J U, Hafz N, Suk H *Phys. Rev. E* **69** 026409 (2004)
105. Chien T-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 115003 (2005)
106. Brantov A V et al. *Phys. Plasmas* **15** 073111 (2008)
107. Geddes C G R et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 215004 (2008)
108. Leemans W P et al. *Nature Phys.* **2** 696 (2006)
109. Nakamura K et al. *Phys. Plasmas* **14** 056708 (2007)
110. Sprangle P, Esarey E, Ting A *Phys. Rev. Lett.* **64** 2011 (1990)
111. Sprangle P, Esarey E, Ting A *Phys. Rev. A* **41** 4463 (1990)
112. Shadwick B A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 38 (2002)
113. Esarey E, Pilloff M *Phys. Plasmas* **2** 1432 (1995)
114. Schroeder C B, Esarey E, Shadwick B A *Phys. Rev. E* **72** 055401(R) (2005)
115. Mora P, Antonsen T M (Jr.) *Phys. Rev. E* **53** R2068 (1996)
116. Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Appl. Phys. B* **74** 355 (2002)
117. Lu W et al. *Phys. Plasmas* **13** 056709 (2006)
118. Faure J et al. *Nature* **431** 541 (2004)
119. Geddes C G R et al. *Nature* **431** 538 (2004)
120. Mangles S P D et al. *Nature* **431** 535 (2004)
121. Kneip S et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 035002 (2009)
122. Kaluza M C et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 115002 (2010)
123. Froula D H et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 215006 (2009)
124. Ralph J E et al. *Phys. Plasmas* **17** 056709 (2010)
125. Soloviev A A et al. *Nucl. Phys. A* (in press)
126. Clayton C E et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 105003 (2010)
127. Krall J et al. *Phys. Rev. E* **48** 2157 (1993)
128. Bulanov S V, Pegoraro F, Pukhov A M *Phys. Rev. Lett.* **74** 710 (1995)
129. Hidding B et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 105004 (2006)
130. Hidding B et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 195002 (2010)
131. Rosenzweig J B et al. *Phys. Rev. A* **44** R6189 (1991)
132. Geindre J P, Marjoribanks R S, Audebert P *Phys. Rev. Lett.* **104** 135001 (2010)
133. Eremin V I, Korzhimanov A V, Kim A V *Phys. Plasmas* **17** 043102 (2010)
134. Sauerbrey R et al. *Phys. Plasmas* **1** 1635 (1994)
135. Cerchez M et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 245001 (2008)
136. Nakatsutsumi M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **112** 022063 (2008)
137. Bula C et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3116 (1996)
138. Burke D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626 (1997)
139. Bamber C et al. *Phys. Rev. D* **60** 092004 (1999)
140. Jackson J D *Classical Electrodynamics* (New York: Wiley, 1962) [Джексон Дж *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965)]
141. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Физматлит, 2006) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
142. Hatchett S P et al. *Phys. Plasmas* **7** 2076 (2000)
143. Wilks S C et al. *Phys. Plasmas* **8** 542 (2001)
144. Passoni M, Bertagna L, Zani A *New J. Phys.* **12** 045012 (2010)
145. Hegelich B M et al. *Nature* **439** 441 (2006)
146. Schwoerer H et al. *Nature* **439** 445 (2006)
147. Nodera Y et al. *Phys. Rev. E* **78** 046401 (2008)
148. Takahashi K et al. *Phys. Plasmas* **17** 093102 (2010)
149. Wang F et al. *Phys. Plasmas* **16** 093112 (2009)
150. Pae K H et al. *Phys. Plasmas* **16** 073106 (2009)
151. Esirkepov T et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003 (2004)
152. Lebedew P *Ann. Physik* **311** 433 (1901)
153. Macchi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 165003 (2005)
154. He F et al. *Phys. Plasmas* **13** 073102 (2006)
155. Yan X Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003 (2008)
156. Davis J, Petrov G M *Phys. Plasmas* **16** 023105 (2009)
157. He M-Q et al. *Phys. Rev. E* **76** 035402(R) (2007)
158. Holkundkar A R, Gupta N K *Phys. Plasmas* **15** 123104 (2008)
159. Zhang X et al. *Phys. Plasmas* **14** 073101 (2007)
160. Zhang X et al. *Phys. Plasmas* **14** 123108 (2007)
161. Liseikina T V, Macchi A *Appl. Phys. Lett.* **91** 171502 (2007)
162. Macchi A, Veghini S, Pegoraro F *Phys. Rev. Lett.* **103** 085003 (2009)
163. Macchi A et al. *New J. Phys.* **12** 045013 (2010)
164. Pegoraro F, Bulanov S V *Phys. Rev. Lett.* **99** 065002 (2007)
165. Robinson A P L et al. *New J. Phys.* **10** 013021 (2008)
166. Klimo O et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11** 031301 (2008)
167. Pegoraro F, Bulanov S V *Eur. Phys. J. D* **55** 399 (2009)
168. Chen M et al. *Phys. Plasmas* **15** 113103 (2008)
169. Chen M et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 024801 (2009)
170. Yan X Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 135001 (2009)
171. Qiao B et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002 (2009)
172. Yu T-P et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 065002 (2010)
173. Kar S et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 225004 (2008)
174. Henig A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 245003 (2009)
175. Doumy G et al. *Phys. Rev. E* **69** 026402 (2004)
176. Коржманов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 662 (2007) [Korzhimanov A V et al. *JETP Lett.* **86** 577 (2007)]
177. Коржманов А В и др. *ЖЭТФ* **132** 771 (2007) [Korzhimanov A V et al. *JETP Lett.* **105** 675 (2007)]
178. Gonoskov A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 184801 (2009)
179. Shen B et al. *Phys. Rev. E* **76** 055402(R) (2007)
180. Shen B et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12** 121301 (2009)
181. Yin L et al. *Phys. Plasmas* **14** 056706 (2007)
182. Buneman O *Phys. Rev. Lett.* **1** 8 (1958)
183. Albright B J et al. *Phys. Plasmas* **14** 094502 (2007)
184. Agostini P, DiMauro L F *Rep. Prog. Phys.* **67** 813 (2004)
185. Krausz F, Ivanov M *Rev. Mod. Phys.* **81** 163 (2009)
186. Ferray M et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** L31 (1988)
187. Corkum P B *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)

188. Chang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2967 (1997)
 189. Spielmann Ch et al. *Science* **278** 661 (1997)
 190. Goulielmakis E et al. *Science* **320** 1614 (2008)
 191. Carman R L, Forslund D W, Kindel J M *Phys. Rev. Lett.* **46** 29 (1981)
 192. Bezzerrides B, Jones R D, Forslund D W *Phys. Rev. Lett.* **49** 202 (1982)
 193. Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F *Phys. Plasmas* **1** 745 (1994)
 194. Lichters R, Meyer-ter-Vehn J, Pukhov A *Phys. Plasmas* **3** 3425 (1996)
 195. Gibbon P *Phys. Rev. Lett.* **76** 50 (1996)
 196. Zepf M et al. *Phys. Rev. E* **58** R5253 (1998)
 197. Tarasevitch A et al. *Phys. Rev. A* **62** 023816 (2000)
 198. Gordienko S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 115002 (2004)
 199. Gordienko S et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 103903 (2005)
 200. Baeva T, Gordienko S, Pukhov A *Phys. Rev. E* **74** 046404 (2006)
 201. Dromey B et al. *Nature Phys.* **2** 456 (2006)
 202. Dromey B et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 085001 (2007)
 203. Dromey B et al. *Nature Phys.* **5** 146 (2009)
 204. Boyd T J M, Ondarza-Rovira R *Phys. Rev. Lett.* **101** 125004 (2008)
 205. an der Brügge D, Pukhov A *Phys. Plasmas* **17** 033110 (2010)
 206. Hentschel M et al. *Nature* **414** 509 (2001)
 207. Plaja L et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1904 (1998)
 208. Pirozhkov A S et al. *Phys. Plasmas* **13** 013107 (2006)
 209. Tsakiris G D et al. *New J. Phys.* **8** 19 (2006)
 210. Geissler M et al. *New J. Phys.* **9** 218 (2007)
 211. Naumova N M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 063902 (2004)
 212. Rykovanov S G et al. *New J. Phys.* **10** 025025 (2008)
 213. Nomura Y et al. *Nature Phys.* **5** 124 (2009)
 214. Fedotov A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 080402 (2010)
 215. The Extreme Light Infrastructure. European Project, <http://www.extreme-light-infrastructure.eu>
 216. Bulanov S V, Esirkepov T, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **91** 085001 (2003)
 217. Kulagin V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 124801 (2007)
 218. Gonoskov A A et al. *Phys. Rev. Lett.* (in press)
 219. SimLight Group, <http://ipfran.ru/structure/lab334/simlight.html>
 220. Quéré F et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 125004 (2006)
 221. Brunel F *Phys. Rev. Lett.* **59** 52 (1987)
 222. Teubner U et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 185001 (2004)

Horizons of petawatt laser technology

A.V. Korzhimanol, A.A. Gonoskov, E.A. Khazanov, A.M. Sergeev

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,

ul. Ul'yanova 46, 603950 N. Novgorod, Russian Federation

Tel. (7-831) 416-48 48, (7-831) 236-57 36

Fax (7-831) 236-37 92

E-mail: kav@ufp.appl.sci-nnov.ru, khazanov@appl.sci-nnov.ru, ams@ufp.appl.sci-nnov.ru

Recent advances in the development of super-power lasers are reviewed. A number of possibilities that the newly available petawatt power level lasers open up in the physics of extreme light fields are discussed.

PACS numbers: 41.75.Jv, **42.55**.-f, 42.62.Be, 42.65.Yj, 52.38.Kd, 52.38.Ph

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201101b.0009

Bibliography — 222 references

Received 15 November 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **181** (1) 9–32 (2011)

Physics–Uspekhi **54** (1) (2011)