



Экстремальный свет ускоряет ионы

В.Ю.Быченков

Появление мощных лазеров с длительностью импульса излучения порядка 1 пс и короче (т.е. менее 10^{-12} с) ознаменовало собой конец монополии ускорителей на получение частиц высоких энергий. Дело в том, что даже сравнительно невысокая энергия, порядка 100 Дж, сконцентрированная в таком малом временном интервале в пятне размером несколько микрометров (это доступно современной технике фокусировки лазерного света), обеспечивает плотность потока энергии (интенсивность), превосходящую 10^{22} Вт/см². Даже при интенсивностях на три порядка ниже взаимодействующий с оптическим импульсом электрон способен разогнаться до релятивистской энергии на расстоянии, меньшем одного лазерного периода. О таких импульсах принято говорить как о релятивистски сильных — именно о них и пойдет речь в этой статье. Релятивистски сильный лазерный импульс, падая на мишень из любого вещества, превращает ее в плазму, причем уже на самом переднем своем фронте, где интенсивность еще на несколько порядков меньше, чем в максимуме. При этом взаимодействие лазерного излучения фактически происходит уже с плазмой. Электрические поля, которые в ней создаются, огромны. Они на многие порядки превосходят типичное поле в ускорителе и могут ускорять части-



Валерий Юрьевич Быченков, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Отделения квантовой радиофизики Физического института им.П.Н.Лебедева РАН. Занимается теорией плазмы, включая плазму термоядерного синтеза и релятивистскую плазму в экстремальных световых полях.

цы на значительно меньшем расстоянии. Открывается возможность создания компактных ускорителей нового типа — лазерно-плазменных источников высокоэнергетичных частиц.

Как возникает ускоряющее поле?

Какой же величины электрические поля могут возникать в плазменной мишени, с которой взаимодействует лазерный импульс? На сегодняшний день наибольшая интенсивность достигается при использовании титан-сапфирового лазера с активной средой из монокристалла сапфира с примесью ионов титана. Длина волны излучения такого лазера составляет 0.8 мкм. Если учесть, что спектр видимого света занимает диапазон от ≈ 0.38 мкм (фиолетовый) до 0.78 мкм (красный), то данное излучение, формально относясь к ближнему инфракрасному диапазону, вполне отвечает бытовому понятию света. В последние годы за таким интенсивным лазерным излучением закрепилось красивое название «экстремальный свет». Рекордная интенсивность $2 \cdot 10^{22}$ Вт/см² достигнута именно на титан-сапфировой лазерной установке («Геркулес», Центр ультрабыстрых оптических исследований Мичиганского университета, США) [1]. Существенно большие значения ожидаются в случае успешного создания лазерной установки «Аполлон» в рамках реализации панъевропейского проекта ELI («Extreme Light Infrastructure» — «Инфраструктура экстремального света») — 10^{23} – 10^{24} Вт/см² [2]. В режиме максимальной интенсивности лазера «Геркулес» напряженность лазерного электрического поля составляет $\sim 10^{15}$ В/м; для лазера «Аполлон» она будет выше чем 10^{16} В/м, что достаточно для того, чтобы создавать электрон-позитронные пары прямо из вакуума. Попутно заметим, что даже такая большая лазерная система, как «Аполлон», несравненно меньше, чем

© Быченков В.Ю., 2012

традиционные ускорители частиц высоких энергий (речь идет о десятках метров вместо километров). При взаимодействии излучения с твердой мишенью, в качестве которой обычно используют тонкие листочки фольги, энергия лазера трансформируется в энергию электростатического поля. Типичная схема такой трансформации энергии света представляется цепочкой:

лазер → электроны → поле,

т.е. сначала — нагрев и ускорение электронов, затем — генерация высокоэнергетичными электронами электростатических плазменных полей, причем все это — на субпикосекундных временах. В типичных условиях современных экспериментов вполне можно рассчитывать, что несколько процентов лазерной энергии перейдет в энергию плазменных полей. Для установок «Геркулес» и «Аполлон» эти проценты отвечают величине напряженности электрического плазменного поля в мишени $\sim 10^{14}$ В/м = 100 ТВ/м (ТВ — теравольт) и 10^{15} В/м = 1 ПВ/м (ПВ — петавольт) соответственно. Такие поля на несколько порядков выше внутриатомных и могут быть разве что у нейтронных звезд. Со сверхсильными полями связываются надежды на создание точечных источников частиц с энергией от сотен мегаэлектронвольт до гигаэлектронвольт, и уже сейчас проводимые эксперименты свидетельствуют о генерации электростатических полей порядка единиц теравольт на метр.

Научно-популярному изложению проблемы лазерного ускорения частиц уже уделялось внимание на страницах «Природы» [3] и других журналов [4], с преимущественным акцентом на ускорение электронов, успехи в котором устойчиво отмечаются на протяжении последних лет. Полученная в экспериментах энергия лазерно-ускоренных электронов уже преодолела знаковую отметку в 1 ГэВ. В отличие от электронов и вопреки теоретическим предсказаниям, для тяжелых частиц — ионов (причем в основном — протонов) напряженный поиск эффективных способов ускорения на протяжении последних 10 лет не привел к ожидавшемуся существенному повышению энергии генерируемых частиц. Еще в 1999 г. в США с помощью однопетаваттного лазерного импульса установки «NOVA» (Ливерморская национальная лаборатория) были получены протоны с максимальной энергией 58 МэВ [5]. В течение многих лет этот рекорд оставался непревзойденным, и только недавно, опять же в США (в Лос-Аламосской национальной лаборатории), его удалось побить с не очень впечатляющим на первый взгляд результатом — ускорением протонов до максимальной энергии 67 МэВ [6]. Впечатление улучшится, если учесть, что в последнем случае энергия лазерного импульса была в пять раз меньше (~ 80 Дж [6] вместо ~ 400 Дж [5]), т.е. вместо эффективности 0.15 МэВ/Дж получено 0.84 МэВ/Дж. Однако повышение эффективности генерации протонов примерно в пять раз блекнет

на фоне успехов в ускорении электронов, где она за тот же промежуток времени выросла на два порядка. В этом и состоит главная интрига дня лазерной физики высоких энергий — что мешает такому же прогрессу в ускорении тяжелых частиц? Что можно/нужно улучшать в существующих схемах ускорения? Или следует предложить новые — тогда какие? Стоит ли ожидать в ближайшее время бума в ускорении ионов? Вряд ли сейчас можно дать исчерпывающие ответы на перечисленные вопросы, но мы постараемся хотя бы оценить трудности и обсудить пути их преодоления для повышения эффективности лазерного ускорения ионов.

Обычно ускорения ионов добиваются, облучая коротким лазерным импульсом мишень в виде тонкой фольги, с противоположной стороны которой как раз и вылетает пучок ускоренных частиц. Все ясно и просто, но, как часто бывает, «дьявол — в деталях», и первый курьез, с которым столкнулись исследователи, действительно напомнил его происки. Казалось бы, чтобы получить ионы высокой энергии заданного элемента таблицы Менделеева, нужно всего лишь облучить лазером изготовленную из него фольгу. Тем удивительнее стало обнаружение только высокоэнергетичных ионов водорода (протонов), но не ионов вещества мишени, независимо от того, из какого материала была фольга: из металла, диэлектрика, органики. Чтобы понять этот факт, обратимся к типичной схеме лазерного ускорения, представленной на рис.1 и иллюстрирующей, в частности, уже упомянутую цепочку изменения формы энергии. Несмотря на то что эксперименты по облучению мишени лазерными импульсами проводятся в вакуумной камере, поверхность фольги оказывается покрытой тончайшей пленкой воды, карбогидратов и т.д. — контаминантом нанометровой толщины. Таким образом, на тыльной стороне облучаемой фольги, в слое толщиной 2–3 нм, естественным образом оказываются сконцентрированы атомы водорода, ионизация которого дает протоны, т.е. частицы, обладающие максимальным отношением заряда к массе и, следовательно, наиболее легко ускоряемые электрическим полем.

Откуда же берется такое электрическое поле на тыльной стороне мишени, которое, во-первых, ее ионизирует и, во-вторых, ускоряет протоны? Ответ довольно прост. Прежде всего лазерное излучение ионизирует фронтальную поверхность мишени и ускоряет образовавшиеся там электроны, которые проходят фольгу насквозь и вылетают с ее противоположной стороны. Источником этих электронов чаще служит плазменная корона (преплазма), возникающая у передней поверхности мишени из-за того, что по техническим причинам лазерному импульсу предшествует достаточно длинный, мультипикосекундной или даже наносекундной длительности, малоинтенсивный световой сигнал (предимпульс). А разгоняет электроны уже основной лазерный импульс — благодаря силе

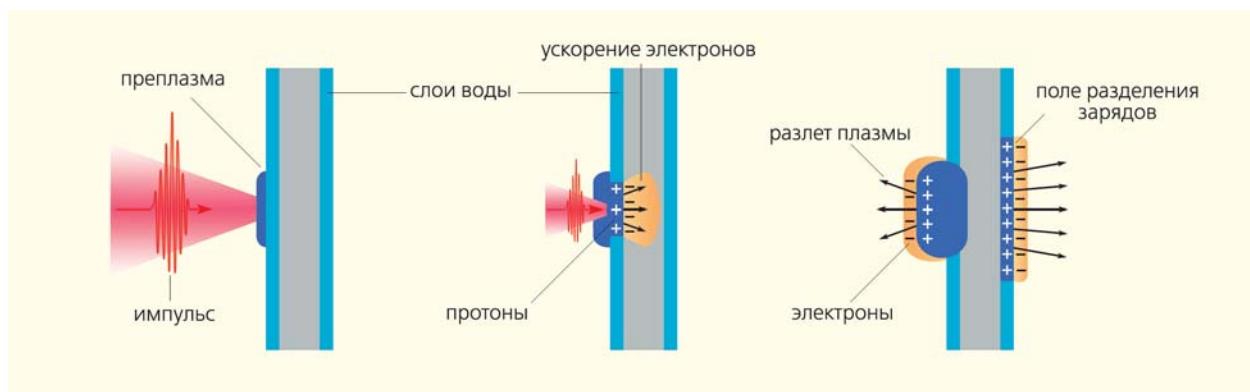


Рис.1. Типичная схема ускорения протонов из фольги, облучаемой лазерным импульсом.

Лоренца, действующей в направлении распространения импульса (сначала электрическая компонента поля импульса заставляет их двигаться вдоль поверхности мишени, затем вступает в игру магнитная компонента и увлекает их от поверхности). Поскольку электроны — релятивистские, эта сила достаточно велика, но улететь далеко за фольгу частицам, ускоренным в направлении лазерного импульса, не удастся — их тормозит электрическое поле ионов, остающихся в фольге. В результате вблизи задней поверхности фольги образуются отрицательно заряженное облако электронов (виртуальный катод) и электрическое поле разделения заряда, которое направлено перпендикулярно к поверхности мишени. Поле такого двойного слоя ионизирует атомы, находящиеся у задней поверхности мишени. И тогда под действием все того же поля ионы с задней стороны фольги начинают ускоряться. При этом, как отмечалось, сильнее всего ускорятся протоны, набирающие максимальную скорость и энергию в расчете на один нуклон, т.е. энергия электростатического поля в цепочке превращений большей частью переходит в ускоренные протоны, тогда как меньшая ее часть достается более тяжелым ионам. В итоге экспериментально в качестве высокоэнергетичной компоненты будут регистрироваться именно протоны. Чтобы добиться эффективного ускорения ионов самой фольги, требуется очистить ее поверхность. Этого добиваются нагревом мишени или предварительным ее облучением малоинтенсивным лазером. Рассмотренная схема ускорения ионов с задней поверхности фольги носит название TNSA ускорения (target normal sheath acceleration — ускорение по нормали к мишени в двойном слое) [7].

Что влияет на ускорение ионов?

Сначала поле разделения заряда благодаря вылетающим сзади из фольги лазерно-ускоренным электронам максимально у самой поверхности мишени. Затем, когда под его действием стартует

разлет (ускорение) ионов, это ускоряющее электрическое поле будет перемещаться вместе с ионным фронтом, уменьшаясь по величине по мере разлета плазмы. Если вначале движение частиц выглядит как ускорение в конденсаторе, то по мере удаления от мишени разлет становится трехмерным и ускоряющее электрическое поле начинает сильно спадать (обратно пропорционально квадрату расстояния от мишени). В результате разлет ионов переходит в инерциальный режим, их энергия достигает своего предельного значения. Это проявляется в наличии резкого обрыва спектра ускоренных частиц, так называемой отсечки по энергии, ярко выраженной в численном моделировании лазерного ускорения ионов и действительно регистрируемой экспериментально. Типичные спектры ускоренных ионов показаны на рис.2. В поисках путей повышения энергии ионов было обнаружено, что с уменьшением толщины фольги она увеличивается (что иллюстрирует рис.3) и так же ведет себя коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию ускоренных ионов. Их ускорение обусловлено полем разделения заряда, а оно тем больше, чем больше плотность горячих электронов на границе мишень—вакуум. Именно большее число горячих электронов позади тонких мишеней обеспечивает усиление электрического поля двойного слоя и, следовательно, повышенную энергию ускоренных ионов. Однако, как следует из рис.3, возрастание энергии отсечки с уменьшением толщины мишени наблюдается, только если толщина фольги не слишком мала: очень тонкие мишени не дают эффективного ускорения ионов. Для примеров рис.3 это отвечает толщинам в несколько микрометров (левый график) или ~10 мкм (правый график). На первый взгляд кажется, что оптимальная мишень должна иметь микрометровые размеры, однако в реальности это не так. Дело в том, что, как уже отмечалось выше, в практическом плане трудно добиться отсутствия перед основным лазерным импульсом предимпульса, который разрушает фольгу, если та достаточно тонкая. На рис.3

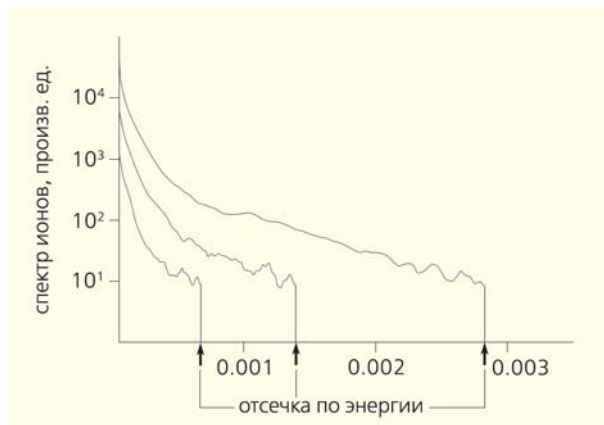
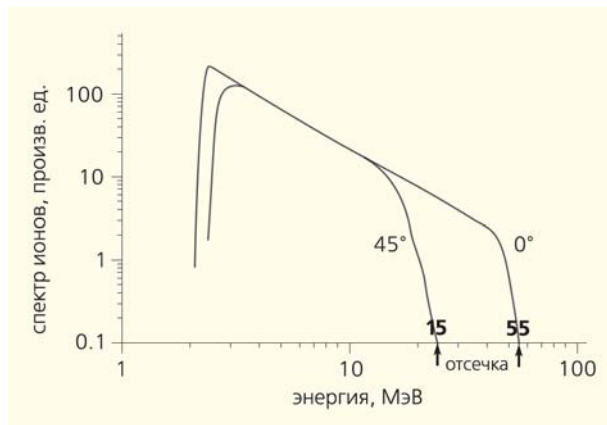


Рис.2. Экспериментальные спектры протонов [5], ускоренных с тыльной стороны мишени в направлении нормали, 0°, и под углом 45° (слева) и эволюция спектра протонов (показаны спектры в безразмерных единицах энергии для трех моментов времени) по данным численного моделирования [8] (справа).

такое разрушение мишени как раз и происходит для микрометровых толщин.

Характеристикой чистоты импульса служит величина контраста лазерного излучения, определенная как отношение пиковой интенсивности импульса к интенсивности предимпульса. Типичное его значение составляет $\sim 10^8$ для лазерной интенсивности на наносекундном интервале времени перед основным импульсом и $\sim 10^6$ — на 10-пикосекундном. Как только появились приемы, позволяющие существенно поднять этот параметр, было установлено, что в зависимости от лазерной интенсивности оптимальная для ускорения ионов толщина фольги составляет от 10 до нескольких сотен нанометров. Наиболее эффективный способ повышения контраста лазерного импульса — использование так называемого плазменного зеркала, принцип работы которого поясняется на рис.4 (сверху). Он весьма прост: на пути лазерного пуч-

ка помещается пластина из прозрачного диэлектрика, который превращается в плазму под действием излучения, но лишь при достаточно высокой интенсивности ($\sim 10^{12} - 10^{13}$ Вт/см²). Таким образом, низкоинтенсивный предимпульс через прозрачную пластину проходит, а основной импульс отражается образующейся на ее поверхности плазмой, оказываясь очищенным от предимпульса и более подходящим для эксперимента. Повторив процедуру, можно еще повысить качество лазерного света. Схема очистки с двойным плазменным зеркалом, иллюстрируемая рис.4 (снизу), и применяется в современных экспериментах. Конечно, под действием лазерного импульса на площади порядка пятна фокусировки (размером всего в десяток микрометров) происходит разрушение поверхности зеркала. Однако эту проблему можно решить маленькой сдвижкой зеркала после каждого лазерного выстрела. С помощью плазменных

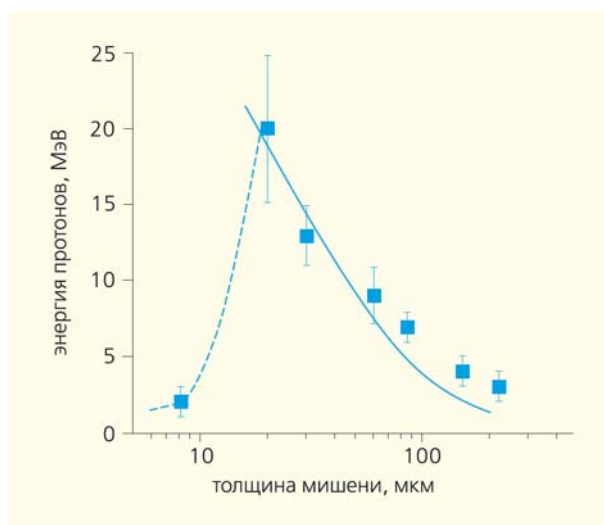
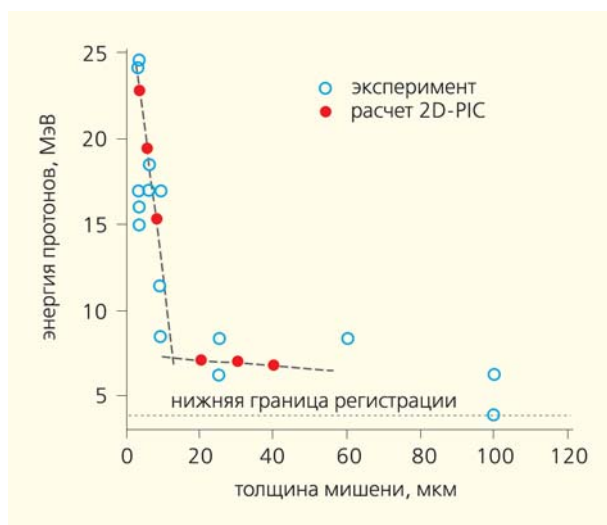


Рис.3. Зависимости максимальной энергии протонов от толщины фольги по результатам работ [9] (слева) и [10] (справа).

зеркал лазерный контраст увеличивается на два-три порядка. В результате удается использовать достаточно тонкие мишени, которые не разрушаются предимпульсом и для которых, в отличие от данных рис.3, пик ионной энергии приходится на нанометровые толщины. Недавние опыты доказали возможность работы с фольгой такой толщины.

С чем же связаны существование некой оптимальной, пусть и очень малой, толщины фольги и хорошая эффективность использования такой сверхтонкой мишени? Понятно, что, если мишень толстая, потери на генерацию ускоряющего ионы электростатического поля уменьшаются с уменьшением ее толщины (рис.3). Но так происходит только до тех пор, пока мишень не становится достаточно прозрачной для лазерного излучения. В последнем случае оно свободно распространяется, теряя на взаимодействие с мишенью, в том числе и на ускорение ионов, лишь мизерную часть своей энергии. Итак, мы установили, что энергия ионов будет расти с увеличением толщины фольги со стороны ее малых значений и с уменьшением толщины фольги со стороны больших, т.е. обосновали наличие уже отмечавшегося выше оптимального размера мишени. Поскольку прозрачность мишени определяется соотношением между ее толщиной и толщиной скин-слоя, оптимальный размер мишени как раз и соответствует релятивистской скин-глубине. Толщина скин-слоя пропорциональна корню квадратному из массы электрона, который под действием сильного лазерного поля становится релятивистским и, следовательно, «тяжелым», с эффективной массой, прямо пропорциональной лазерной интенсивности. А поскольку размер скин-слоя растет прямо пропорционально амплитуде лазерного поля (корню квадратному из интенсивности), по такому же закону увеличивается и оптимальная толщина фольги, обычно оказывающаяся существенно меньше длины волны лазера. Аналогично, для лазерного ускорения ионов представляют интерес и другие мишени нано/субмикронных размеров — кластеры, нанотрубки и т.д. Как видим, мы сталкиваемся с взаимодействием интенсивных коротких лазерных импульсов с плазменными микрообъектами, которое характеризуется специфическими эффектами. Эти явления составляют предмет быстро формирующейся новой области знаний — релятивистской нано/микроплазмоники, куда важной составляющей входит ускорение частиц из субмикронных мишеней. К этому мы и обратимся.

Релятивистская наноплазмоника и ускорение ионов

В условиях, когда лазерное излучение очищено от предимпульса и проникает на всю толщину сверхтонкой фольги, взаимодействие реляти-

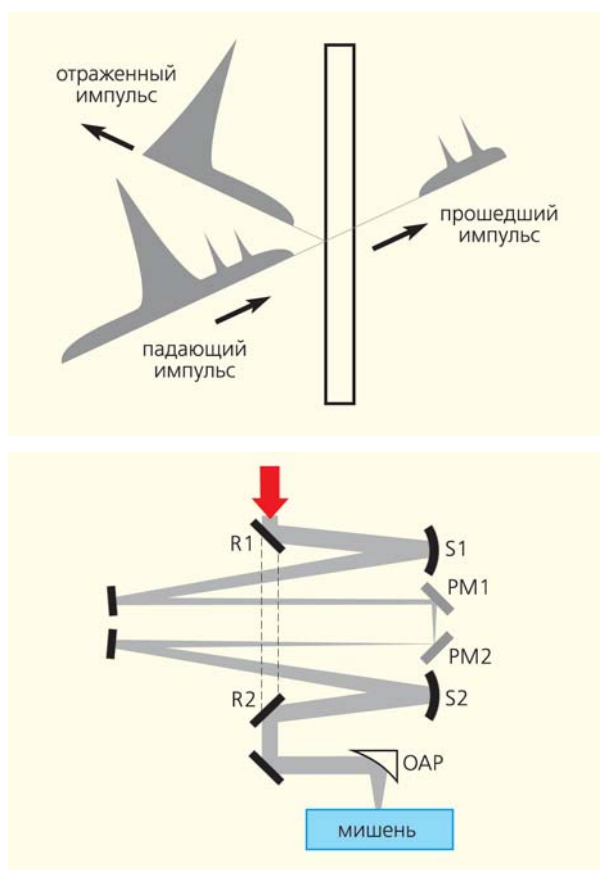


Рис.4. Принцип работы плазменного зеркала (PM) — сверху, схема очистки лазерного импульса с использованием двух плазменных зеркал (PM1, PM2) в экспериментах по лазерному ускорению ионов — снизу.

вистски сильного лазерного импульса с плазмой носит объемный характер, так что все электроны мишени эффективно им нагреваются и ускоряются. Они быстро покидают тонкую мишень, которая в результате этого практически мгновенно становится положительно заряженной, состоящей из миллиардов ионов. И тут в игру вступают кулоновские силы расталкивания одноименных зарядов — происходит так называемый кулоновский взрыв, который разгоняет ионы до высоких энергий. В идеале фольга должна «взрываться» симметрично в обе стороны, но на практике (в силу несимметричного и «немгновенного» ускорения электронов в направлении распространения лазерного импульса, а также большого светового давления) ионы летят в том же самом направлении, и поэтому такой механизм их ускорения называют направленным кулоновским взрывом. Конечно, говоря о таком взрыве, мы имели в виду разлет только той части мишени, которая находится в фокальном пятне лазера. Современные технологии позволяют изготавливать мишени хорошего качества толщиной (хотелось бы сказать: «тонщиной») вплоть до 5 нм. Эксперименты

с такими прозрачными/полупрозрачными фольгами уже проводятся, знаменуя тем самым переход релятивистской наноплазмоники в практическое русло. Типичные спектры ускоренных из ультратонких мишеней ионов подобны спектрам, отвечающим механизму ускорения TNSA из более массивных мишеней (рис.2), но эффективность ускорения оказывается существенно выше.

Важный этап работ по лазерному ускорению ионов связан с повышением качества получаемого пучка (сгустка) частиц, под которым прежде всего понимается достаточно хорошая моноэнергетичность и коллимированность ионов. Дело в том, что сильно размазанные спектры, вроде представленных на рис.2, малопригодны для большинства практических приложений. То же самое относится и к угловому распределению генерируемых высокоэнергетических ионов. Лазерный метод ускорения ионов пока не позволяет добиться такой высокой моноэнергетичности частиц, которая достигается в традиционных ускорителях. Поэтому на данном этапе речь идет о получении частиц с квазимоноэнергетическим спектром с куполообразным распределением частиц по энергии, имеющим ширину, малую по сравнению с характерной энергией ионов. Перспективный прием здесь — использование сверхтонкой фольги (оптимальной толщины) с малой (по отношению к заряду) примесью легких атомов (как правило, водорода). Подобная мишень, практически мгновенно превращаясь в плазму, взрывается таким образом, что из нее вырывается квазимоноэнергетический сгусток легких ионов — обычно протонов. При этом в случае тонкой мишени нет большой разницы, где изначально расположены легкие ионы — на ее тыльной стороне, когда речь идет о пленке контаминанта, или по всему объему мишени, в случае, например, водородосодержащей фольги (скажем, из такой пространственной мишени, как майлар $C_{10}H_8O_4$, заключающей 8% зарядовой примеси протонов).

Что же происходит при облучении тонкой фольги двухкомпонентного ионного состава? Как отмечалось выше, на самом переднем фронте лазерного импульса электроны вырываются из атомов и покидают мишень, ускоряясь в направлении распространения лазерного пучка. Основным поставщиком электронов служат тяжелые атомы, где их подавляющее большинство. Улетающие за мишень электроны создают поле разделения заряда, ускоряющее ионы, которые получают начальный импульс в направлении распространения света лазера. Нескомпенсированный положительный заряд ионов внутри фокального пятна приводит к кулоновскому взрыву мишени, который выглядит вытянутым несимметрично (преимущественно вперед) — вследствие дополнительного направленного начального импульса ионов. Такой сценарий (направленный кулоновский взрыв), из-за того что электроны удаляются не мгновенно,

несколько (хотя и не принципиально) отличается от обсуждавшейся выше идеализированной картины симметричного разлета. Естественно, что легкие ионы (протоны), имеющие максимальную величину отношения заряда к массе, начинают ускоряться раньше тяжелых. Получив начальный импульс от поля разделения заряда, которое быстро убывает со временем вследствие удаления электронного облака, они в основном ускоряются в кулоновском поле тяжелых ионов, быстро покидая мишень и двигаясь в виде сгустка перед фронтом разлетающихся тяжелых ионов. Так возникают хорошая сепарация протонов и их локализация, чему в немалой степени способствует отталкивающее кулоновское поле тяжелых ионов, действующее на протоны сзади наподобие подталкивающего поршня (эффект называется «кулоновский поршень»). Иллюстрацией служит рис.5 (сверху), на котором хорошо виден отрыв протонного сгустка от основной массы ионов. В результате ускорения все протоны получают близкую энергию и формируют квазимоноэнергетический спектр, который представлен на рис.5 (снизу).

А что же показывают эксперименты по генерации ионов из сверхтонких мишеней? Они только разворачиваются — в связи с трудностями создания «идеального» контраста лазерного излучения высокой интенсивности. Так, несмотря на достижение (с помощью двойного плазменного зеркала) наносекундного контраста в 10^{13} по интенсивности, пикосекундный профиль лазерного импульса будет иметь характерный контраст $\sim 10^8$; при используемой на передовых установках (например, «Геркулесе») очень высокой интенсивности такой импульс будет разрушать фольгу толщиной меньше 100 нм. Фольга же толщиной ~ 100 нм оказывается «размыта» на масштабах в несколько десятков нанометров, что пока делает реальную мишень отличающейся от идеальной с резкими границами. Тем не менее только что проведенные в Мичиганском университете измерения в описанных условиях показали образование протонных сгустков с максимальной энергией 21.6 МэВ при облучении фольги из поли-*n*-ксилилена (парилена $N, (CH)_n$) 40-фемтосекундными импульсами лазера «Геркулес» с энергией ~ 1.6 Дж и интенсивностью $\sim 10^{21}$ Вт/см² [12]. В расчете на один джоуль вложенной энергии это составляет ~ 14 МэВ/Дж, что значительно больше отмечавшейся выше рекордной эффективности (около 1 МэВ/Дж), достигнутой на установках большого масштаба с массивными мишенями, и свидетельствует о перспективности обсуждаемого дизайна лазер—мишень.

Залогом хорошего набора энергии легкими ионами служит сильное кулоновское поле от тяжелых ионов в фокальном пятне. Однако такое сильное поле будет подавлять само себя по принципу Ле Шателье — благодаря тому, что с периферийных областей фольги, где лазерное поле невелико и остается много неупдетевших электронов,

они начинают быстро притекать в радиальном направлении в положительно заряженное фокальное пятно, частично компенсируя его заряд и уменьшая ускоряющее ионы кулоновское поле. Поэтому наиболее эффективно конвертироваться в энергию ускоренных частиц лазерная энергия будет в том случае, если за характерное время ускорения легких ионов электроны с периферии не успеют заполнить фокальный объем мишени. Это условие накладывает определенное соотношение на размер фокального пятна, лазерную интенсивность и параметры тяжелой составляющей мишени. Существует и специальный прием, позволяющий добиться существенного уменьшения нейтрализации заряда в фокальном пятне. Он заключается в использовании так называемых ограниченных мишеней (*mass-limited targets*, *англ.*). В идеале желательно иметь микродиски из фольги с диаметром, ненамного превосходящем размер лазерного пятна фокусировки. Пока они несколько больше, но уже работоспособны (см. рис.6).

Естественные объекты, годящиеся на роль ограниченных мишеней, — кластеры и спрей из микрокапелек жидкости (например, воды). Чтобы получить кластеры — слипшиеся в количестве вплоть до нескольких десятков тысяч атомы или молекулы, обычно используют эффект адиабатического охлаждения газа высокого давления, когда тот вытекает в вакуум при низких температурах через сопло диаметром около 1 мм. Подобным же образом создается спрей с микрокапельками размером от нескольких десятков до нескольких сотен нанометров. При облучении мощным лазером такие микрошарики испытывают сферически-симметричный кулоновский взрыв, вызывающий радиальное ускорение ионов. При этом эффективнее всего ускорение происходит, как объяснялось выше, если радиус капельки оказывается одного порядка со скин-глубиной проникновения света в мишень, т.е. с увеличением интенсивности лазерного импульса целесообразно увеличивать ее размер пропорционально корню квадрату из интенсивности. Если же капелька (кластер) состоит из легких и тяжелых атомов (как вода, например), ее кулоновский взрыв приводит к отрыву легких ионов в виде расширяющейся тонкой оболочки, внутри которой находится расширяющийся шар тяжелых ионов, действующий на легкую оболочку как кулоновский поршень. Запасенная в сферической мишени кулоновская энергия переходит в кинетическую энергию ускоренных ионов, которая будет пропорциональна плотности и квадрату радиуса капельки. Соответственно, если интенсивность лазера превысит 10^{23} Вт/см² и можно будет использовать мишени радиусом порядка нескольких микрометров, то энергия ускоренных при кулоновском взрыве протонов может стать релятивистской! Уже сейчас в экспериментах с водяным спреем энергия протонов от капелек размером ~100 нм достигает нескольких мегаэлектронвольт. А поскольку

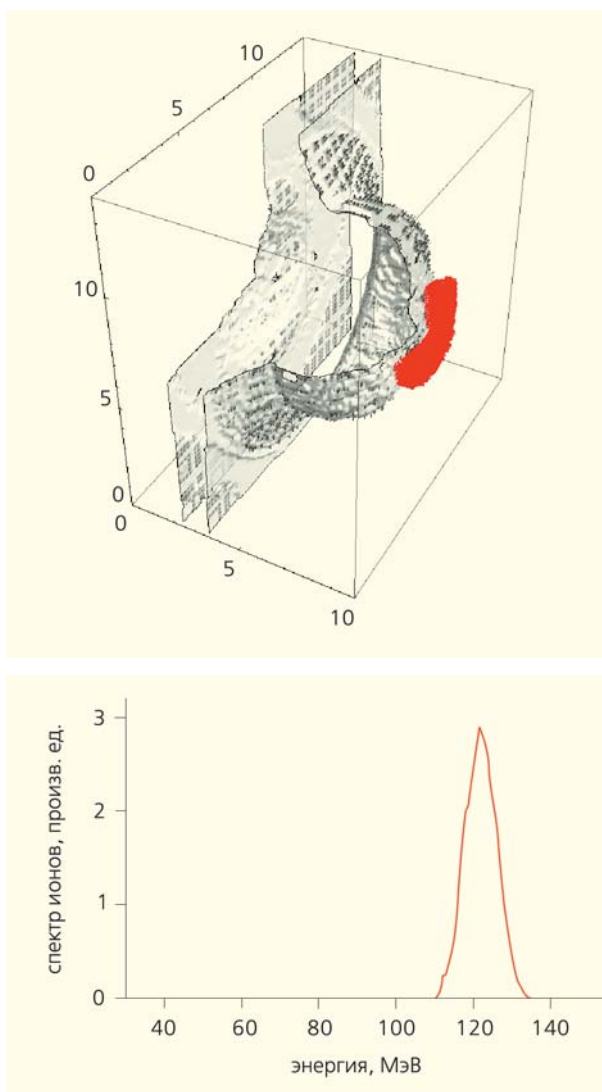


Рис.5. Результаты численного моделирования лазерного ускорения однородно распределенной примеси (1.2%) протонов из тонкой (100 нм) алмазной фольги, облучаемой импульсом длительностью 20 фс с интенсивностью 10^{22} Вт/см² [11]. Сверху — пространственное распределение ионов (протоны показаны красным, масштабы — в микрометрах). Снизу — спектр протонов, летящих в конус 10° .



Рис.6. Пример ограниченной nano-микроразмерной мишени для экспериментов по лазерному ускорению ионов (Резерфордская лаборатория, Великобритания).

в фокальном объеме содержится огромное количество взрывающихся капелек, которые дают протоны, имеющие разнонаправленные скорости, можно говорить об образовании газовой плазмы с эффективной температурой ионов в несколько МэВ. Ни одно из известных плазменных устройств не позволяет нагреть ионы до такой температуры — она превышает достижимые современные пределы на три порядка!

Для чего нужны лазерно-ускоренные ионы?

Помимо интереса к физике ускорения ионов на малых расстояниях, допускаемых лазерными методами, есть и более прагматический резон заниматься лазерно-ускоренными ионами, который вызван рядом возможных практических применений. Несмотря на то что большинство из них связывается с более совершенными короткоимпульсными лазерами следующего поколения, уже сейчас ведутся как теоретические, так и экспериментальные исследования, нацеленные на практическое использование различных методов лазерного получения сгустков ионов с энергиями от субмегаэлектронвольтных до гигаэлектронвольтных. Перечислим обсуждаемые приложения.

Инжектор для ионного ускорителя. Коль скоро появляется «малоразмерный» способ эффективного ускорения ионов, естественным выглядит их использование в качестве инжектора для традиционного ускорителя. Конечно, по-настоящему привлекательной лазерная схема инжекции будет выглядеть, когда удастся приблизиться к гигаэлектронвольтной энергии ионных сгустков.

Протонная радиография. Изображения, подобно рентгеновским снимкам отражающие структуру микрообъекта, можно получать с использованием высокоэнергетичных протонов. Но наиболее интересным оказывается использование того факта, что в данном случае зондирующее излучение связано с переносом заряда. Это означает, что лазерно-созданный микропучок протонов будет определенным образом отклоняться при прохождении областей с сильными электрическими и/или магнитными полями и даст информацию о генерации и свойствах полей в микрообъемах. Примером может служить протонное зондирование на микрометровых масштабах сильных полей, которые возникают в мишенях, используемых в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу. Эксперименты по протонной радиографии уже ведутся в ряде лабораторий.

Получение короткоживущих изотопов, например, для позитронной эмиссионной томографии. Позитрон-излучающие изотопы (обычно элементы второго периода Периодической системы) могут образовываться при облучении протонами, испущенными лазерной мишенью, вторич-

ной мишени из специально подобранного вещества в результате (p, n) - и (p, α) -реакций. Соответствующие эксперименты уже проведены, но для получения изотопов в необходимых количествах потребуются лазеры большей энергии.

Короткоимпульсный источник нейтронов. Сгустки лазерно-ускоренных протонов (или дейтронов), бомбардируя вторичную мишень, могут рождают короткие всплески нейтронов, которые пригодятся, например, для диагностики с высочайшими проникающей способностью и временным разрешением, пригодными для изучения быстротекущих процессов в плотных средах. При достижении протонами энергий гигаэлектронвольтного диапазона станет возможным получение направленных потоков нейтронов. В лазерных экспериментах уже получены нейтронные вспышки. Их практическое использование связывается с разработкой короткоимпульсных лазеров следующего поколения.

Быстрый поджиг термоядерной мишени. Ускоренный коротким лазерным импульсом ионный (протонный) сгусток можно впрыснуть внутрь сжатой и нагретой длинным (наносекундным) лазерным импульсом термоядерной мишени. При этом предполагается, что освобождаемая ионами энергия в небольшой части термоядерного горючего окажется достаточной для инициации термоядерного горения всей мишени. Сейчас нет окончательной ясности в возможности реализации такого сценария на практике; пока не сделан и выбор между протонами и легкими ионами в качестве драйвера.

Глубокая ионная имплантация. В отличие от традиционной ионной имплантации, речь идет о внедрении ионов достаточно глубоко внутрь образца с целью микроструктурирования последнего. Яркий пример — живо обсуждаемая новая технология протонной имплантации в оптоволокно для получения определенных оптических свойств. Причем речь идет об использовании протонов весьма умеренных энергий (~1 МэВ), т.е. указанную технологию реально внедрить в ближайшем будущем.

Вещество в экстремальных условиях. Воздействие на образцы сгустков высокоэнергетичных ионов, характеризующихся высокой плотностью энергии, позволяет получать в микрообъемах вещество в экстремальных состояниях, когда давление может достигать беспрецедентной величины. Изучение таких состояний вещества необходимо для массы приложений, и лазерно-ускоренные частицы дают для него новый эффективный инструмент.

Ядерная физика. Здесь лазерно-ускоренные ионы выступают как еще один инструмент для другой области знаний. Число возможных ядерных процессов, представляющих интерес для изучения, огромно. Даже сечения ядерных реакций для многих изотопов еще недостаточно хорошо

изучены и измерены. Реакции синтеза ядер средней части таблицы Менделеева, могут, например, использоваться для получения сильно возбужденных ядер, изучение которых представляет безусловный интерес. Большое преимущество использования ускоренных лазером ионных ступков для ядерной физики — их короткая длительность, недоступная для других методов ускорения.

Астрофизика в лаборатории. Моделирование астрофизических процессов в лаборатории — новая возможность раскрытия их загадок с помощью мощных короткоимпульсных лазеров. Столкновения лазерно-ускоренных пучков частиц друг с другом и веществом хорошо воспроизводят астрофизические условия, что должно пролить свет на природу и свойства ряда электромагнитных явлений в далеком космосе.

Адронная терапия. Наверно, самая замечательная идея по использованию лазерного ускорения протонов и/или ионов углерода — применять их для радиационной терапии рака. Ее воплощение позволило бы вести такую терапию непосредственно в больницах и в широких масштабах, тогда как сейчас лечение проводится на немногочисленных ускорителях, предназначенных в основном для физических исследований. Конечно, предстоит еще пройти длинный путь в поисках путей получения хорошо управляемых ионных пучков высокого качества и требуемой энергии в сотни мегаэлектронвольт. Однако уже сейчас в мире появляются лазерные лаборатории, полностью нацеленные на воплощение идеи лазерной адронной терапии.

Заключение еще впереди

Несмотря на успехи в лазерно-плазменном ускорении ионов, мы все еще далеки от того, чтобы дать ответ на вопрос: возможен ли инновационный технологический прорыв в обозримом будущем с использованием этого интересного явления? Таким образом, *заключение* нас еще только ожидает, а сейчас предстоит работа, работа и работа. Ее цель — научиться хорошо управлять процессом лазерной генерации ионов, чтобы получать ионные ступки с желаемыми параметрами, и прежде всего — добиться хорошей моноэнергетичности ионных пучков и выйти на уровень энергий, превышающий 100 МэВ на нуклон. Уже сейчас на основе имеющихся лазерных технологий и полученных знаний по механизмам ускорения ионам есть уверенность в преодолении в ближайшее время знакового рубежа по энергии ускоренных частиц в 100 МэВ. Большие ожидания связываются с реализацией панъевропейского проекта ELI — строительство лазера с выходной мощностью 200 ПВт. Проект предполагает, что в нескольких государствах будут построены лазерные системы, ориентированные на достижение самостоятельных целей, в том числе и задачу ускорения частиц. Адреса трех из них уже определены: Венгрия, Чехия, Румыния. Хотелось бы, чтобы и российские научные центры не остались в стороне. И надежда на это есть — именно сейчас правительство рассматривает инициативу создания лазерной системы экзаваттного уровня мощности в Институте прикладной физики РАН (Нижний Новгород). ■

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 09-02-00187-а).

Литература

1. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G. et al. Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate // Optics Express. 2008. V.16. P.2109—2114.
2. http://www.eli-np.ro/documents/ELI-NP-Laser_v8.pdf
3. Горбунов Л.М. Зачем нужны сверхмощные лазерные импульсы? // Природа. 1988. №5. С.15—23.
4. Быченко В.Ю. Пятьдесят лет лазеру. Новый шаг — ускоритель на столе // Наука и жизнь. 2010. №12. С.18—23.
5. Snavely R.A., Key M.H., Hatchett S.P. et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids // Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. P.899—902.
6. Gaillard S.A., Flippo K.A., Lowenstern M.E. et al. Proton acceleration from ultrahigh-intensity short-pulse laser matter interactions with Cu micro-cone targets at an intrinsic $\sim 10^{-8}$ contrast // J. Phys.: Conf. Series. 2010. V.244. P.022034(1—4).
7. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E. et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions // Phys. Plasmas. 2001. V.8. P.542—549.
8. Liseykina T.V., Bychenkov V.Yu., Dudnikova G.I., Pegoraro F. Laser-triggered ion acceleration at moderate intensity and pulse duration // Appl. Phys. B. 2005. V.81. P.537—542.
9. Mackinnon A.J., Sentoku Y., Patel P.K. et al. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88. P.215006(1—4).
10. Fuchs J., Antici P., D’Humieres E. et al. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase // Nature Physics. 2006. V.2. P.48—54.
11. Говрас Е.А., Быченко В.Ю., Брантов А.В. Кулоновское ускорение легких ионов из однородных и слоистых мишеней // ЖЭТФ. 2012. Т.141. №5, в печати.
12. Maksimchuk A. Частное сообщение.