

Генерация ионных потоков сверхвысокой плотности при взаимодействии лазерного импульса с мишенью

Я.Баджик, А.А.Андреев, С.Яблонски, П.Парис, К.Ю.Платонов, Я.Воловски

Экспериментально показано, что при оптимальном выборе мишени и параметров лазерного импульса сверхвысокая плотность тока вылетающих из мишени протонов (более 10^{10} А/см²) достигается уже при лазерной интенсивности $\sim 2 \times 10^{17}$ Вт/см² (энергия импульса менее 1 Дж, длительность не превышает 1 пс). Распространённость настольных лазерных систем с такими параметрами открывает перспективы их использования в качестве ионных источников для ядерной физики, медицины, ионного легирования, диагностики материалов.

Ключевые слова: ультракороткий импульс, лазерная плазма, ускорение ионов.

1. Введение

Быстрый технологический прогресс в создании сверхмощных импульсных лазерных систем открывает перспективы их использования в качестве ионных источников для медицины [1], материаловедения [2], ускорителей [3], ядерной физики [4], инерциального термоядерного синтеза [5]. Исследованию физических механизмов генерации пикосекундными и субпикосекундными лазерными импульсами пучков как лёгких, так и тяжёлых ионов с энергиями от сотен килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт посвящены работы [6–12] и [13–15] соответственно. Для ряда вышеупомянутых приложений (например, термоядерного синтеза) необходимы плотности ионных токов, принципиально не достижимые в традиционных ускорителях и требующие совершенствования лазерных систем. Одним из способов увеличения плотности тока является баллистическая фокусировка ионного пучка искривлением эмитирующей ионы лазерной мишени, сделанной из тонкой (несколько микрометров) фольги [5, 16]. Расчёты [16] показывают, что в случае вылета ионов с тыльной стороны фольги возможна фокусировка ионов (протонов) в пятно размером ~ 1 мкм, плотность тока при этом превышает 10^{10} А/см². Ионный импульс длительностью несколько пикосекунд с указанной плотностью тока достаточен для быстрого поджига термоядерной мишени [5]. Исследование взаимодействия пучка такой интенсивности с плотной мишенью представляет собой отдельную интересную физическую задачу.

В настоящей работе экспериментально показано, что экстремально высокие плотности ионного тока (более 10^{10} А/см²) при оптимальном подборе длительности предимпульса и лазерной мишени достигаются уже при субрелятивистских интенсивностях лазерного импульса порядка 10^{17} Вт/см² (длительность основного импульса при этом не превышает 1 пс, а энергия – 1 Дж).

2. Схема эксперимента

Эксперимент был выполнен на Nd-лазере с синхронизацией мод и сжатием (компрессией) импульса, генерирующем основной импульс с длительностью $\tau = 1$ пс и длиной волны $\lambda = 1.05$ мкм. Основному импульсу предшествовал предимпульс со следующими параметрами: контраст по интенсивности по отношению к основному импульсу на временах не менее 1 нс превышал 10^8 [17, 18]. На более коротких временах (менее 1 нс) измеренный контраст по интенсивности составлял $\sim 10^4$, а по энергии – более 10^3 . Предимпульс с такими характеристиками приводит к образованию плазмы на мишени (предплазмы) до прихода основного импульса. Для фокусировки лазерного излучения на массивную (Au) мишень использовалось параболическое зеркало. Лазерный пучок падал на мишень по нормали, интенсивность I в фокусе составляла 10^{17} Вт/см². Для измерения потока ионов, вылетающих с фронтальной стороны мишени навстречу лазерному импульсу, в центре зеркала имелось отверстие, за которым располагался ионный детектор. При удалении компрессора из лазера длительность импульса увеличивалась до 0.5 нс, а интенсивность уменьшалась до 2×10^{14} Вт/см². Энергия импульса ($E = 0.7$ Дж) и диаметр лазерного пятна на мишени ($d_{\text{фоc}} \approx 20$ мкм) оставались такими же, как для пикосекундного импульса.

Для измерения потока ионов, вылетающих по направлению лазерного пучка, лазерное излучение фокусировалось асферической линзой на полистироновую (PS) фольгу толщиной $d_{\text{PS}} = 0.5, 1$ или 2 мкм. Падение было нормальным, 30 %–40 % лазерной энергии попадало в фокальное пятно диаметром 10 мкм, интенсивность при этом достигала 2×10^{17} Вт/см².

Для измерения количества вылетающих ионов, их энергии и зарядового состава использовались ионные коллекторы (ИК) и электростатические анализаторы энергии ионов (АЭИ) [18]. Электростатический анализатор и кольцевой ионный коллектор (КИК), измеряющие параметры ионов, которые вылетают навстречу лазерному пучку, располагались за отверстием в параболическом зеркале на его оси (под нулевым углом к нормали). Для измерения углового распределения вылетающих

J.Badziak, S.Jablonski, P.Parys, J.Wolowski. Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Hery St. 23, 00-908 Warsaw, Poland
А.А.Андреев, К.Ю.Платонов. НИИ лазерной физики, Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12

ионов использовались два дополнительных коллектора, расположенных под углами $\Theta = 26^\circ$ и 34° к нормали.

Ионы, которые вылетали из PS-мишени по направлению лазерного пучка, регистрировались детекторами, расположенными под теми же углами, но уже за мишенью.

3. Экспериментальные результаты

На рис.1 представлена временная зависимость сигнала КИК, который регистрирует ионы, вылетающие по нормали из Au-мишени под действием лазерных импульсов с $\tau = 1$ пс и 0.5 нс. Угловое распределение ионов для этого же случая приведено на рис.2, в [19] показано, что оно описывается выражением $j_p = a \cos^x \Theta + b \cos^y (\Theta - \Theta_0)$ (параметры a, b, x, y для ионов разных видов и энергий также приведены в [19]). Рис.1, 2 демонстрируют принципиальные различия между генерацией ионов коротким (пикосекунды) и длинным (наносекунды) лазерным импульсом.

Длинный импульс генерирует несколько групп быстрых ионов (на рис.1,б это соответствует трём различным пикам на кривой). Плотность тока достигает наибольшего значения для углов вылета, отличных от нуля ($\sim 25^\circ$), угловое распределение ионов достаточно широкое (в пределах $\sim 35^\circ$).

В случае короткого импульса генерируется только одна группа быстрых ионов (см. рис.1,а), имеющая существенно большую энергию, чем тепловые ионы (плав-

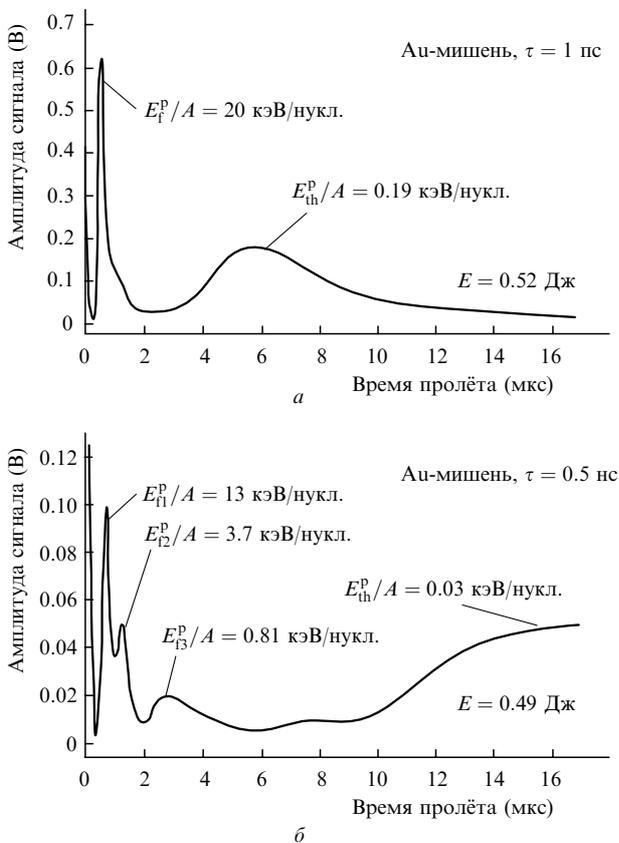


Рис.1. Сигнал КИК от Au-мишени под действием лазерных импульсов с $\tau = 1$ пс (а) и 0.5 нс (б). На пиках коллекторного сигнала приведены энергии на нуклон соответствующей группы быстрых и тепловых ионов. Расстояние от мишени до коллектора – 110 см, E_p^p – энергия быстрого иона, E_{th}^p – энергия теплового иона, A – атомное число иона.

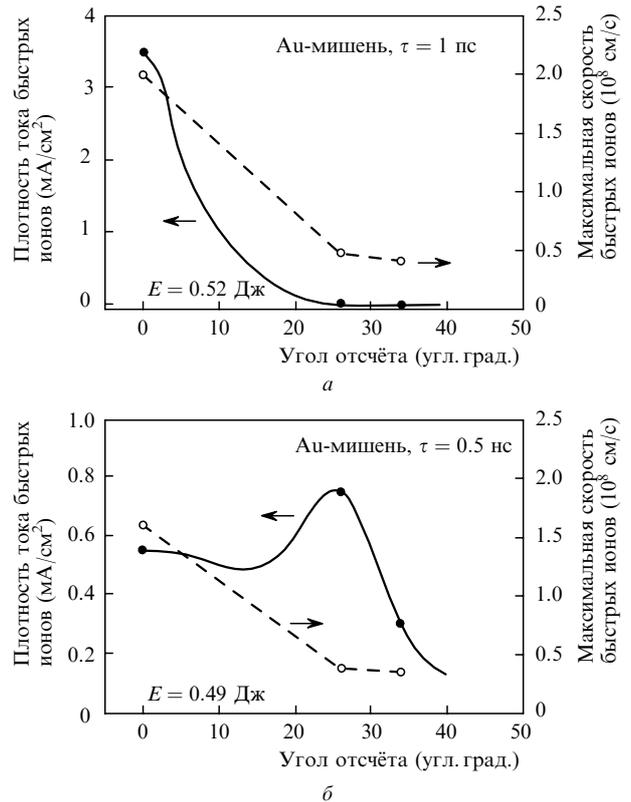


Рис.2. Угловое распределение плотности ионного тока (сплошная кривая) и максимальной скорости иона (штриховая кривая) в случае Au-мишени и лазерных импульсов с $\tau = 1$ пс (а) и 0.5 нс (б). Ионы (как на рис.1) вылетают с лицевой стороны мишени.

ный пик на рис.1,а). Поток быстрых ионов имеет малую угловую расходимость ($\sim 8^\circ$) и распространяется по нормали к мишени. Так, под углами $\Theta \geq 26^\circ$ регистрируются только те ионы, энергия которых в 10 раз, а плотность тока в 100 раз меньше, чем у ионов, вылетающих по нормали.

Указанные различия между длинным и коротким импульсами не зависят от энергии лазерного импульса (в пределах $0.25 \text{ Дж} \leq E \leq 0.7 \text{ Дж}$) и положения точки фокусировки лазерного пучка относительно мишени, т. е. интенсивности (в пределах $\pm 0.8 \text{ мм}$).

Группа быстрых ионов с малой угловой расходимостью была зарегистрирована при облучении PS-фольги пикосекундным лазерным импульсом (см. рис.3). Ионы при этом вылетали с обеих сторон фольги (рис.3,а и б), причём энергия ионов, вылетающих с тыльной стороны фольги по направлению лазерного импульса, была примерно в 2–3 раза меньше вылетающих с лицевой стороны, несмотря на несколько большую интенсивность (ср. интенсивности на рис.3,а и б). Число ионов, вылетающих под углом 26° с обеих сторон фольги, на два порядка меньше, чем вылетающих по нормали.

Измерения зарядового состава вылетающих ионов показали, что в случае Au-мишени вылетали высокозаряженные ионы Au (максимальный зарегистрированный заряд $Z = 26$) совместно с ионами примесей (H, C и O). В случае PS-мишени основными частицами, вылетающими вперёд и назад, были протоны.

Отметим, что измерения длительности преимпульса (для пикосекундного импульса) и оценка скорости разлёта плазмы приводят к тому, что равный их произведению масштаб неоднородности плазмы L_{pre} в наших

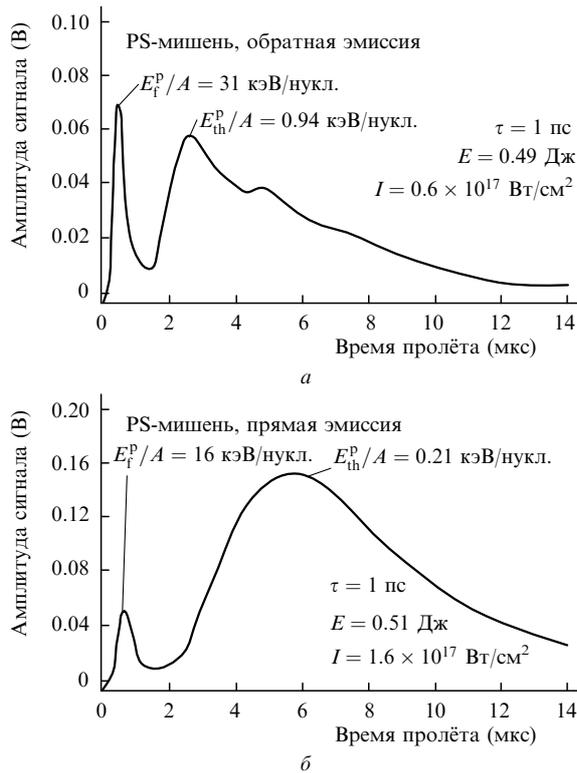


Рис.3. Сигнал КИК, установленный по нормали за и перед мишенью, от мишени из тонкой полистироновой фольги, облучаемой лазерным импульсом с $\tau = 1$ пс при регистрации ионов, вылетающих с лицевой (толщина фольги $d_{PS} = 2$ мкм) (а) и с обратной стороны мишени ($d_{PS} = 0.5$ мкм) (б).

экспериментах был не более 5 мкм (как для Au-, так и для PS-мишеней).

4. Обсуждение результатов и сравнение с теоретическими оценками

Проведём сопоставление полученных экспериментальных результатов с теоретическими оценками. Передача энергии от лазерного импульса к ионам осуществляется посредством быстрых электронов, генерирующихся в окрестности критической точки. Основная часть быстрых электронов силой пондеромоторного давления ускоряется в глубь плазмы. Однако электроны, находящиеся в наружном слое плазмы вблизи поверхности, под действием отражённой части лазерного импульса вылетают из плазмы под углом к нормали, близким к зеркальному [20]. В результате вылета электронов в вакуум и проникновения в глубь мишени приповерхностная область плазмы обедняется электронами.

Возникающее амбиполярное поле и положительный пространственный заряд ускоряют приповерхностную часть ионов в вакуум и в глубь плазмы в направлении, близком к нормали к поверхности мишени. Аналитический расчёт сил пондеромоторного давления и амбиполярного поля приведён в работе [21]. В случае мишени из тонкой фольги поток электронов проходит сквозь мишень, вылетая с обратной стороны. Процесс вылета сопровождается возникновением сильного амбиполярного поля на тыльной поверхности фольги, также ускоряющего ионы уже на задней поверхности фольги [22]. Однако в нашем случае (см. рис.3) ускорение ионов на тыльной

стороне фольги существенно слабее. Этот факт объясняется тем, что при малой толщине мишеней и длинном предимпульсе тыльная сторона фольги успевает прогреться и начинает разлетаться. Между тем известно [22], что амбиполярное ускорение эффективно только на резкой границе (плавный градиент плотности сильно снижает его эффективность).

Для количественной оценки энергии и плотности тока быстрых ионов воспользуемся следующей формулой для энергии электрона в скин-слое:

$$\varepsilon_e \approx m_e c^2 \left\{ \left[1 + I_{18} (\lambda/1.2)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\}, \quad (1)$$

где I_{18} – интенсивность падающего излучения в единицах 10^{18} Вт/см²; λ (в мкм) – длина волны излучения. Согласно закону сохранения потока импульса между ионами и ускоряющими их электронами,

$$n_i m_i v_i^2 = n_e m_e v_e^2, \quad (2)$$

где $n_{e,i}$ – концентрации электронов и ионов в приповерхностном слое плазмы (области прозрачности масштаба L_{pre}); $n_e \leq n_i \approx n_{cr}/Z$; n_{cr} – критическая концентрация. Отсюда энергия иона

$$\varepsilon_i \approx Z m_e c^2 \left\{ \left[1 + I_{18} (\lambda/1.2)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \frac{n_e}{n_i}. \quad (3)$$

При $I_{18} < 1$ получаем из (3) $\varepsilon_i \sim I_{18}$. Предполагая, что $n_i \approx n_{cr}/Z$, для плотности тока ионов получаем оценочное выражение

$$j_s^{th} \approx e n_{cr} v_i = e (2/m_i)^{1/2} n_{cr} (\varepsilon_i/A)^{1/2} \approx 7.7 \times 10^9 \lambda^{-2} (\varepsilon_i/A)^{1/2}. \quad (4)$$

Например, при $Z/A = 1$, $\lambda = 1$ мкм, $I = 10^{17}$ Вт/см² получается $j_s^{th} \approx 3.2 \times 10^{10}$ А/см². Сравним экспериментальные зависимости энергии и плотности тока ионов от интенсивности с формулами (3) и (4). На рис.4,5 приведены максимальная и средняя энергии и эксперимен-

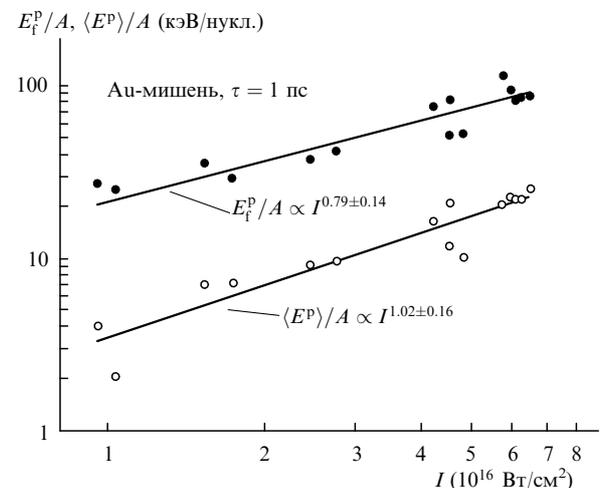


Рис.4. Максимальная энергия быстрых ионов и средняя энергия быстрых и тепловых ионов, вылетающих по нормали из Au-мишени, как функции интенсивности лазерного импульса.

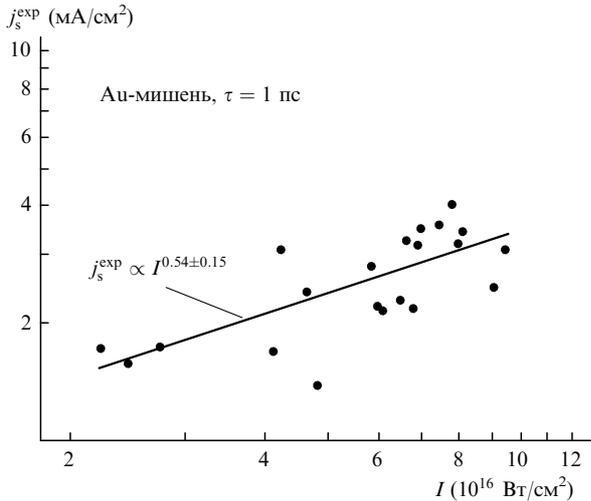


Рис.5. Плотность ионного тока на расстоянии 1 м от Au-мишени, измеренная по направлению нормали к мишени, как функция интенсивности лазерного импульса.

тально измеренная плотность тока ионов j_s^{exp} как функции интенсивности для пикосекундного лазерного импульса и Au-мишени. Регистрировались ионы, вылетающие по нормали, на расстоянии 1 м от мишени. Из рис.4 следует, что как максимальная, так и средняя энергия приблизительно линейно растут с увеличением интенсивности, как это следует из формулы (3). Плотность тока на рис.5 пропорциональна корню из интенсивности согласно (4). Более подробно процесс вылета электронов и ионов с лицевой стороны мишени был численно и аналитически исследован в работе [23]. Результаты численного моделирования (с помощью программы [23]) углового распределения электронов (ускоряющих ионы), которые вылетают из Al-мишени при нормальном падении лазерного импульса с $I = 10^{17}$ Вт/см², приведены на рис.6. Из сравнения рис.2,а и 6 видно, что, несмотря на различие в материале мишени, характерные углы вылета электронов и протонов (углы, при которых функции распределения начинают резко падать) оказываются весьма близкими. Другой пример численного моделирования с помощью программы PIC процесса

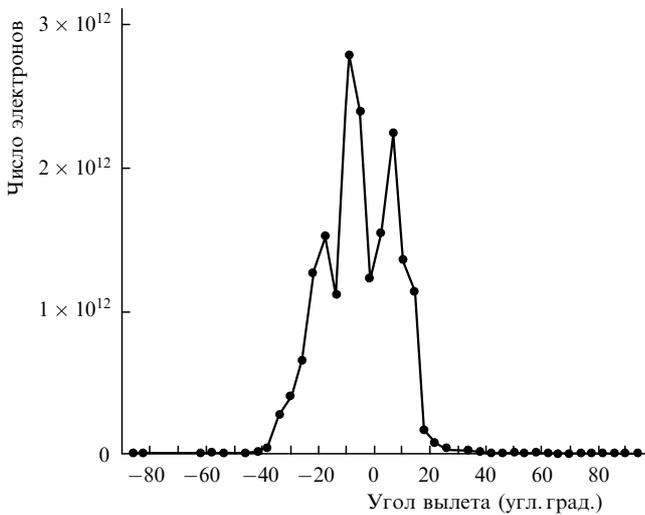


Рис.6. Численное моделирование углового распределения электронов, вылетающих из Al-мишени под действием лазерного импульса с $\tau = 1$ пс и $I = 10^{17}$ Вт/см².

вылета протонов из фольги приведён в работе [24] (см. также [25, 26]). Как и в случае нашего эксперимента, углы вылета ионов не превышали 15–20°.

Для сравнения теоретической j_s^{th} и экспериментальной j_s^{exp} абсолютных величин плотности тока повторим, что для $I = 10^{17}$ Вт/см², $\lambda = 1.05$ мкм формулы (3), (4) дают $j_s^{\text{th}} \approx 3.2 \times 10^{10}$ А/см². Экспериментальная плотность тока находится с помощью следующей формулы: $j_s^{\text{exp}} \approx Q_i / \tau_{\text{if}} S_f$, где Q_i – полный заряд быстрых ионов, который мы считаем одинаковым в лазерном фокусе и в детекторе (если это не так и по пути к детектору происходит частичная рекомбинация ионов, то мы получим оценку плотности тока снизу); τ_{if} – время генерации ионов, для пикосекундного импульса $\tau_{\text{if}} \approx \tau$ [10, 16]; S_f – площадь лазерного пятна. Величина Q_i получается интегрированием плотности ионного тока в дальней зоне по площади всей полусферы и по времени. Поскольку число ионных детекторов конечно и они не перекрывают весь угловой диапазон (см. рис.2,а, где всего три экспериментальных точки определяют угловое распределение ионов), ограничимся вычислением заряда ионов, попавших в первый кольцевой ионный коллектор: $Q_i^c \approx \int j_c dt S_c$ (площадь детектора $S_c \approx 20$ см²). Этот коллектор перекрывает направление нормали (попадают ионы с углом вылета до 3° от нормали) и согласно рис.2,а собирает основную часть ионов. Очевидно Q_i^c – это нижняя граница Q_i , так что мы получим нижнюю границу экспериментальной плотности тока, равную $j_s^{\text{exp}} \approx 0.8 \times 10^{10}$ А/см². Действительная величина j_s^{exp} должна превышать 10^{10} А/см², что соответствует теоретическим оценкам.

Мы также оценили j_s^{exp} для лазерного импульса с $\tau = 0.5$ нс (рис.1,б, 2,б) и для импульса более мощного иодного лазера PALS (0.5 кДж, 10^{16} Вт/см²) с $\tau = 0.4$ нс [27]. В случае импульса с $\tau = 0.5$ нс j_s^{exp} на три порядка, а для импульса PALS-лазера на порядок меньше, чем для импульса с $\tau = 1$ пс. Отметим, что оценка по формуле (3) отношения e_i/A для интенсивности 2×10^{14} Вт/см² приводит к значению 35 эВ/нукл., что много меньше экспериментальных данных. Это означает, что физический механизм ускорения ионов длинным лазерным импульсом иной, для которого выражения (1)–(3) неприменимы. (Подробнее о роли плазменных неустойчивостей в ускорении ионов длинным импульсом см. [28] и ссылки там.) Меньшую величину j_s^{exp} для лазера с $\tau = 0.4$ нс и энергией импульса, в сотни раз большей, чем энергия однопикосекундного импульса (и интенсивностью, сравнимой с интенсивностью длинного импульса), можно объяснить тем, что ускорение ионов происходит в разряженной и протяжённой плазменной короне, где плотность ионов $n_i \ll n_{\text{cr}}/Z$. В случае короткого импульса $n_i \approx n_{\text{cr}}/Z$. В слабонеоднородной плазме с малой плотностью амбиполярное поле также слабее, что и приводит в результате к понижению плотности ионного тока.

Достигнутые для пикосекундных лазерных импульсов плотности тока не могут быть получены на традиционных ускорителях. Перспективной областью применения таких ионных пучков является «быстрый» поджиг термоядерных мишеней. Например, пикосекундный лазерный импульс интенсивностью $I \sim 0.3 I_{18}$ генерирует DT-ионный пучок с энергией ~ 80 кэВ плотностью $j_s \sim 5.5 \times 10^{10}$ А/см² при $\lambda = 1.05$ мкм и $j_s \sim 5 \times 10^{11}$ А/см² при $\lambda = 0.35$ мкм. Расчёты и эксперименты [29] говорят о перспективности применения DT-пучков такой плотности для «быстрого» поджига мишеней.

5. Заключение

Экспериментально показано, что короткий (не более 1 пс) лазерный импульс при взаимодействии с твердотельной плазмой с оптимальным масштабом неоднородности генерирует в лазерном пятне сверхвысокую (свыше 10^{10} А/см²) плотность ионного тока. Указанная плотность достигается при небольших (не более 1 Дж) энергиях лазерного импульса и нерелятивистских (10^{17} Вт/см²) лазерных интенсивностях. Лазерные импульсы с такими параметрами можно повторять с частотой до нескольких килогерц, что позволяет создать стационарный источник ионов. Сверхвысокие плотности ионного тока необходимы в термоядерном синтезе и представляют интерес для экспериментов в ядерной физике.

1. Bulanov S.V. et al. *Phys. Lett. A*, **299**, 240 (2002).
2. Boody F.P. et al. *Laser Part. Beams*, **14**, 443 (1996).
3. Haseroth H., Hill C.E. *Rev. Sci. Instrum.*, **67**, 1328 (1996).
4. Santala M.I.K. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 19 (2001).
5. Roth M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 436 (2001).
6. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4108 (2000).
7. Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E., et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 2076 (2000).
8. Clark E.L., Krushelnick K., Davies J.R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 670 (2000).
9. Badziak J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 215001 (2001).
10. Mackinnon A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 215006 (2002).
11. Zepf M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 064801 (2003).
12. Badziak J. et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **498**, 503 (2003).
13. Clark E.L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1654 (2000).
14. Badziak J. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 21 (2001).
15. Hegelich M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 085002 (2002).
16. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E., et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 542 (2001).
17. Badziak J. et al. *Opt. Commun.*, **134**, 495 (1997).
18. Badziak J. et al. *J. Phys. D*, **34**, 1885 (2001).
19. Thum A. et al. *J. Phys. D*, **27**, 1791 (1994).
20. Андреев А.А., Комаров В.М., Чарухчев А.В., Литвиненко И.М., Платонов К.Ю. *ЖЭТФ*, **121**, 266 (2002).
21. Andreev A.A., Okada T., Platonov K.Yu., Toraya S. *Phys. Plasmas*, **10**, 220 (2003).
22. Wilks S.C. *Phys. Fluids B*, **5** (7), 2603 (1993).
23. Андреев А.А., Литвиненко И.М., Платонов К.Ю. *ЖЭТФ*, **116**, 1184 (1999).
24. Andreev A.A. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 1243 (2002).
25. Hora H. *Czech. J. Phys.*, **53**, 199 (2003).
26. Umstadter D. *Phys. Plasmas*, **8**, 1774 (2001).
27. Láska L. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **45**, 585 (2003).
28. Gitomer S.J. et al. *Phys. Fluids*, **29**, 2679 (1986).
29. Norreys P.A. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, 175 (1998).