

ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКА БЫСТРЫХ ИОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МУЛЬТИТЕРАВАТТНОГО ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ТВЕРДОЙ МИШЕНЬЮ

*А. А. Андреев^a, В. М. Комаров^b, А. В. Чарухчев^b,
И. М. Литвиненко^d, К. Ю. Платонов^{c*}*

^a *Научно-исследовательский институт лазерной физики,
Всероссийский научный центр «Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова»
199034, Санкт Петербург, Россия*

^b *Федеральный научно-производственный центр,
научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов
188537, Сосновый Бор, Ленинградская обл., Россия*

^c *Санкт-Петербургский государственный технический университет
195251, Санкт Петербург, Россия*

^d *Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
456770, Снежинск, Челябинская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 июля 2001 г.

Изучаются параметры быстрых частиц, генерируемых при взаимодействии с твердыми мишенями лазерного излучения интенсивностью до 10^{19} Вт/см². Исследованы пространственные и энергетические параметры быстрых ионов. Установлено, что примерно 1–3% лазерной энергии трансформировалось в энергию мега- и субмегавольтных ионов при лазерной интенсивности $\geq 10^{18}$ Вт/см². Экспериментально показано, что ионный пучок вылетает в направлении нормали к поверхности мишени. Аналитическое и численное моделирование согласуется с результатами экспериментов, а также предсказывает вылет быстрых электронов в зеркальном по отношению к падающему лазерному пучку направлении, а ионов — по нормали к мишени. Теоретические расчеты сравниваются с результатами экспериментов по выходу и спектру быстрых электронов и ионов.

PACS: 52.40.Nk

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие лазерной техники в последнее время привело к созданию мощных лазерных систем, обеспечивающих интенсивность на мишени $\leq 7 \cdot 10^{20}$ Вт/см² [1]. При таких сверхвысоких интенсивностях, а также при оптимальном выборе параметров лазерного импульса и мишеней плазма может стать мощным источником горячих электронов, быстрых ионов, жесткого рентгеновского и гамма-излучения МэВ-диапазона энергий [2, 3]. Форми-

рование лазерно-плазменного источника частиц и квантов с подобными параметрами открывает уникальные возможности по инициированию различных ядерных реакций для создания компактных источников нейтронов, получения разнообразных изотопов, генерации искусственной радиоактивности. Такой источник благодаря малым размерам (порядка 10 мкм) и ультракороткой длительности излучения (порядка 1 пс) может иметь яркость, намного превышающую яркость всех известных источников, что открывает широкие перспективы для использования его в ядерной физике, медицине и ускоритель-

*E-mail: platonov@quark.stu.neva.ru

ной технике [2, 4].

При релятивистских интенсивностях трансформация лазерной энергии в энергию быстрых электронов определяется изученными нелинейными механизмами, при этом величина коэффициента трансформации довольно значительна [4]. В то же время для увеличения эффективности конверсии энергии лазерного излучения в энергию быстрых ионов необходимо, прежде всего, исследовать механизмы ускорения ионов электростатическими полями, индуцируемыми в плазме твердых мишеней. Это позволило бы оптимизировать параметры лазерного импульса и конфигурацию мишеней с целью увеличения выхода ядерных реакций, поскольку преимущество ионов состоит в том, что они имеют значительно большие (по сравнению с электронами и гамма-квантами) сечения ядерных реакций.

Генерация быстрых ионов от твердотельных мишеней, облучаемых пикосекундными лазерными импульсами, наблюдалась в ранних экспериментах [5, 6], где были зарегистрированы субмегавольтовые и мегавольтовые уровни энергии ионов и достаточно высокие коэффициенты трансформации. В недавних публикациях сообщалось о регистрации протонов с энергией до 55 МэВ при лазерной интенсивности $\leq 3 \cdot 10^{20}$ Вт/см² [7, 8]. Коллимированный поток быстрых протонов с энергиями 1.5 МэВ в угле 40° был получен в эксперименте [9]. В настоящей работе проводились более детальные теоретические и экспериментальные исследования энергетических и угловых характеристик электронов и ионов, вылетающих в вакуум, а также в глубь мишени при взаимодействии сверхкороткого мощного ($\leq 10^{19}$ Вт/см²) лазерного импульса с твердотельной мишенью.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на пикосекундном канале лазерной установки «Прогресс-П» на неодимовом стекле [10, 11] при длительности лазерного импульса порядка 1.5 пс. Экспериментальные исследования проводились в два этапа. На первом этапе для лазерной энергии до 1 Дж (мощность порядка 1 ТВт) при диаметре пучка 35 мм фокусировка осуществлялась линзой с относительным отверстием $f/4$ (f — фокусное расстояние) [10]. С ростом энергии пучка до 16 Дж, а мощности примерно до 10 ТВт оказалось трудно обеспечить близкий к дифракционному размер пятна его фокусировки из-за нелинейного светорассеяния в стекле, поэтому вме-

сто преломляющей линзы для фокусировки лазерного излучения было использовано осевое параболическое зеркало с относительным отверстием $f/1.1$. Измерения размеров сфокусированного пучка в плоскости мишени, показали, что приблизительно 50 % лазерной энергии содержится в кружке диаметром $d \leq 7$ мкм [11]. Эксперименты проводились как с p -, так и с s -поляризованным излучением с мишенями из оптически полированного Al и Sn при угле падения на мишень относительно ее нормали $\theta = 33^\circ$ и 45° .

При взаимодействии пикосекундных импульсов с твердыми мишенями важную роль играет предимпульс, параметры которого могут в значительной мере повлиять на характер взаимодействия. Поэтому на выходе лазерного канала были измерены энергия и форма импульса усиленной люминесценции (Amplified Spontaneous Emission, ASE) за диафрагмой, помещенной в фокальной плоскости длиннофокусной (90 м) оптической системы и имеющей эквивалентный диаметр 7 мкм в плоскости мишени [11]. Длительность ASE-предимпульса составила примерно 5 нс на полувысоте. Энергия измерялась калориметром с порогом чувствительности 2 нДж. Измерения показали, что энергия ASE-предимпульса не превышала 0.5 мДж, а его мощность составляла менее $5 \cdot 10^{-9}$ по отношению к основному пикосекундному импульсу, что заметно ниже порога плазмообразования [12]. Измерения в интервале 10–100 пс до основного одиночного импульса показали, что интенсивность предимпульса меньше порога обнаружения данной методики ($\leq 10^{-3}$). Для того чтобы определить, оказывает ли предимпульс заметное влияние на формирование размера плазменного пятна в реальном пучке с номинальной мощностью лазерного излучения порядка 10 ТВт, было проведено фотографирование плазменного пятна в мягких рентгеновских лучах со средней энергией квантов в интервале 0.25–1.5 кэВ. Фотографирование проводилось с помощью камеры-обскуры диаметром 5 мкм (двенадцатикратное увеличение). Оказалось, что размер пятна фокусировки не превышает 8 мкм, а его форма близка к полученной оптическими методами. Поэтому можно считать, что мощность предимпульса такова, что он не оказывает заметного влияния на процесс взаимодействия.

Измерения коэффициента поглощения при интенсивности на мишени до 10^{17} Вт/см² осуществлялись путем измерения энергии рассеянного мишенью света с помощью сферы Ульбрихта. Фокусирующая линза одновременно служила входным окном

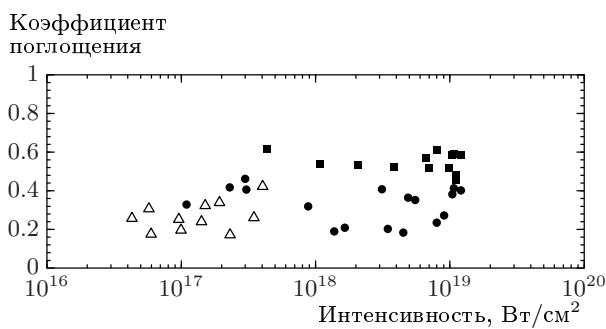


Рис. 1. Коэффициент поглощения лазерного *s*- и *p*-поляризованного излучения в зависимости от лазерной интенсивности для Al- (● — *p*-поляризация, △ — *s*-поляризация) и Sn- (■ — *p*-поляризация) мишеней

вакуумной камеры. Мишень в виде полированной пластины размером примерно 5×5 мм и толщиной несколько сот мкм размещалась в центре сферы. В экспериментах, в которых для фокусировки излучения использовалось параболическое зеркало, калориметрические приемники располагались вокруг мишени. При этом один из датчиков полностью перехватывал энергию, отраженную от мишени в зеркальном направлении, а остальные размещались вокруг мишени, как в плоскости падения, так и перпендикулярно ей. Отдельно измерялась также энергия, отраженная назад, в апертуру фокусирующей оптики. Все компоненты рассеянной и падающей энергии регистрировались многоканальной измерительной системой [13].

Измерения распределения ионов по скоростям проводились по времяпролетной методике с использованием ионных коллекторов. Для регистрации применялся многоканальный компьютерный цифровой осциллограф с полосой пропускания 60 МГц. Датчики располагались вокруг мишени так, чтобы хотя бы один из них регистрировал ионы, вылетающие из мишени по направлению, близкому к нормали, а также ионы, вылетающие в направлении, зеркальном по отношению к падающему лазерному пучку. Коллекторы в опытах применялись, с одной стороны, для изучения пространственного распределения разлета ионов, а с другой — совместно с плазменными калориметрами — для оценки зарядового состояния Z/A плазмы [14].

В результате измерений получены следующие зависимости.

а) На рис. 1 представлены результаты измерений коэффициента поглощения лазерного *s*- и *p*-поляризованного излучения в зависимости от ла-

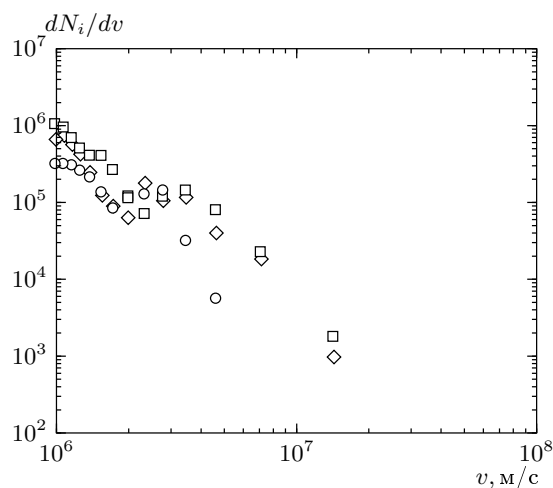


Рис. 2. Функции распределения числа всех быстрых ионов по скоростям при различных углах вылета — 0° (□), 20° (◇), зеркальное направление (○). Скорости протона $v \approx (5.4-10) \cdot 10^8$ см/с соответствует энергия $\varepsilon_i = 150-550$ кэВ. Скорости иона углерода C^{+2} $v \approx 3.3 \cdot 10^8$ см/с соответствует энергия $\varepsilon_i = 0.8$ МэВ

зерной интенсивности для Al и Sn-мишеней. Можно указать следующие закономерности. Мишень с более высоким Z (Sn) обладает более высоким поглощением. При увеличении интенсивности величина поглощения становится одинаковой для *s*- и *p*-поляризации лазерного импульса и слабо зависит от интенсивности излучения в диапазоне $10^{17}-5 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

б) На рис. 2 представлено распределение по скоростям высокоэнергетичных ионов при различных углах вылета из плазмы мишени. Интенсивность лазерного импульса на мишени из полированного Al составляла примерно $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². В логарифмическом масштабе зависимость dN_i/dv от v линейная, что свидетельствует о степенном распределении высокоэнергетичных ионов по скоростям. Как показали предварительные масс-спектрометрические измерения, основную их часть составляют протоны с энергиями примерно до 550 кэВ ($v \approx 10^9$ см/с). Было зарегистрировано также небольшое количество ионов углерода с максимальной скоростью $4.5 \cdot 10^8$ см/с ($\varepsilon_i = 1.5$ МэВ). В то же время ионов Al со скоростями большими 10^8 см/с зарегистрировано не было [15]. Оценки, основанные на предположении, что основная часть быстрых ионов является протонами, дают полное число вылетевших за время импульса быстрых ионов около 10^{11} .

в) На рис. 3 приведен график зависимости сред-

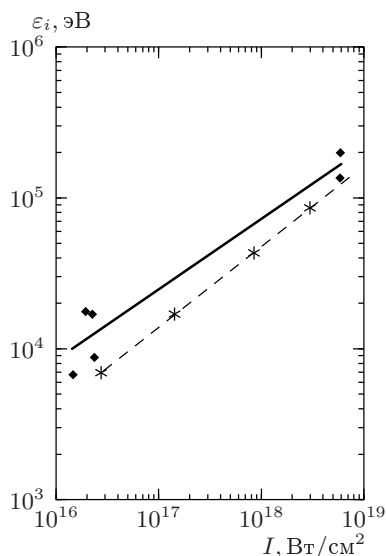


Рис. 3. Зависимость средней энергии иона водорода ε_i от интенсивности I лазерного излучения. Экспериментальная кривая (сплошная линия) соответствует зависимости $\varepsilon_i = 0.0003I^{0.46}$, теоретическая кривая (штриховая линия) построена по формуле (1)

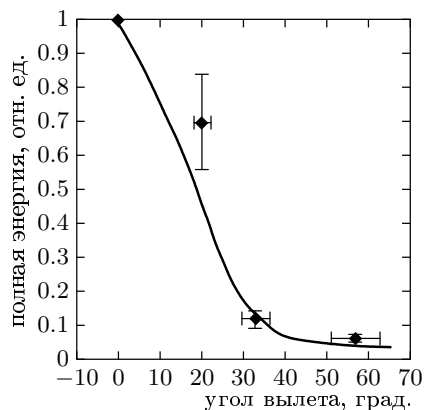


Рис. 4. Зависимость полной энергии, уносимой ионами водорода в вакуум, от угла вылета при интенсивности 10^{18} Вт/см². Расчет с помощью PIC-кода — сплошная кривая, экспериментальные данные — точки). Полная уносимая энергия составляет примерно $1.2 \cdot 10^{16}$ эВ

ней энергии быстрых ионов ε_i от лазерной интенсивности I . Экспериментальная кривая соответствует степенной зависимости $\varepsilon_i = 0.0003I^{0.46}$, где ε_i измеряется в эВ, I — в Вт/см².

г) На рис. 4 приведено угловое распределение полной энергии всех вылетевших ионов. Вылет происходит в направлении нормали с угловым разбро-

сом около 30°.

Полученная на основании результатов эксперимента оценка полной энергии вылетевших ионов при лазерной интенсивности порядка $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² дает величину порядка 0.01–0.03 от энергии самого лазерного импульса.

Для дальнейшего анализа измерений воспользуемся результатами нашей работы [15], в которой при тех же экспериментальных условиях был измерен спектр жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов 15–1000 кэВ и одновременно оценен выход покидающих плазму горячих электронов в диапазоне энергий 2.7–22 МэВ. Методика и результаты этих измерений подробно описаны в [15], поэтому в данной работе отметим лишь основные моменты. Спектр жесткого рентгеновского излучения в области энергий 15–90 кэВ измерялся методом селективных фильтров [16], а выше, до 1.0 МэВ, методом «серых» фильтров. В качестве селективных фильтров использовались Zr, Rh, Cd и Gd, Pb, а «серые» изготавливались из Pb. Для защиты детекторов жесткого рентгеновского излучения от покидающих плазму горячих электронов все детекторы экранировались фильтром из Be толщиной 3.5 г/см², размещаемым на расстоянии 10–20 см от детектора. Такой фильтр снижает сигнал от рентгеновского излучения в 1.5–2 раза и полностью поглощает электроны с энергией до 10 МэВ. Для защиты детекторов от рассеянных квантов и частиц все они помещались в оболочку из свинца.

Измерение спектра быстрых электронов проводилось одновременно с измерением жесткого рентгеновского излучения методом «серых» фильтров. В качестве материала «серых» фильтров использовался Pb. При этом рядом с детектором жесткого рентгена устанавливался детектор с таким же фильтром, но без защиты из Be. Таким образом, детектор только с фильтром из Pb давал суммарный сигнал от электронов и рентгеновских квантов, а дополнительно закрытый Be-фильтром — только от рентгеновского излучения.

В опытах с Al-мишенью при интенсивности лазерного импульса на мишени порядка $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² были зарегистрированы электроны, вылетающие в направлении близком к зеркальному с энергией 8–10 МэВ. Оценки показали, что в диапазоне энергий 2.7–10 МэВ число убегающих из плазмы горячих электронов составило примерно 10^9 . Спектры жесткого рентгеновского излучения из плазмы имеют характерный двухтемпературный вид. Большая температура составляет 200–400 кэВ, меньшая — 20–30 кэВ [15].

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Рассмотрим процессы, приводящие к поглощению лазерного излучения и к генерации быстрых частиц. При $I \geq 10^{16}$ Вт/см² поглощение носит бесстолкновительный характер, так как температура плазмы становится достаточно высокой. Поскольку в наших экспериментах предимпульс мал, мы имеем дело с достаточно резкой границей плазмы, когда масштаб неоднородности плазмы L меньше длины волны. Как известно, на резкой границе амплитуда лазерного поля падает в ω_p/ω раз. Поэтому для грубой оценки коэффициента поглощения η , равного отношению поглощенной энергии к энергии лазерного импульса ε_L :

$$\eta = \frac{\int_0^{\tau_i} j E dV dt}{\varepsilon_L}$$

при рассматриваемых интенсивностях, можно использовать формулу бесстолкновительного поглощения в режиме высокочастотного аномального скин-эффекта [17] или SIB (Sheath Inverse Bremsstrahlung) [18], полученную в линейном по лазерному полю приближении:

$$\eta \approx \eta_{SIB} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v_T}{c}\right)^3 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad (1)$$

В этом случае тепловые электроны, движущиеся в глубь плазмы, ускоряются полем лазерной волны на длине скин-слоя, поглощая энергию лазерного излучения. Физически этот процесс аналогичен затуханию Ландау плазменной волны. Формула (1) справедлива при $v_T \omega_p / c \omega \leq 1$ (в нашем случае порядка 1), и из нее следует, что коэффициент поглощения пропорционален числу электронов плазмы $Z^* n_i$. Отметим, что «вакуумный нагрев» [19] и «пондеромоторное поглощение» [20] в наших условиях оказывают на коэффициент поглощения сравнимое с SIB влияние, поэтому (1) справедлива с точностью до множителя порядка единицы. При очень высокой лазерной интенсивности коэффициент поглощения η перестает зависеть от θ и I и имеет величину порядка 0.3–0.4 [4, 21]. Скорость электронов плазмы в скин-слое v_e определяется напряженностью лазерного поля. Поэтому при сравнимых v_e плотность тока электронов $\mathbf{j} = en_e \mathbf{v}_e$, входящая в выражение для η , становится большей для тех материалов, где выше концентрация электронов образующейся плазмы. На рис. 1 мы видим, что поглощение для Sn примерно в 1.5–1.7 раза больше, чем для Al в диапазоне интенсивностей в вакууме

$1 \cdot 10^{18}$ – $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Оценим отношение концентраций электронов в этих материалах, учитывая эффективную степень ионизации данных материалов. Температура электронов плазмы T_e , определяющая степень ионизации атомов мишени, при данной интенсивности составляет единицы кэВ [2]. Этого достаточно для полной ионизации атома Al и обеспечивается для Sn эффективную степень ионизации $Z^* \approx 25$, так как $Z^* \approx (2/3)(AT_e)^{1/3}$ (см. [22]). Таким образом, при $I \leq 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² олово, по нашим оценкам, дает примерно в 2 раза больший коэффициент поглощения, чем Al.

Остановимся на анализе энергетического распределения быстрых электронов в мишени, которое следует из вида рентгеновского спектра [15]. Число горячих электронов и их энергия потребуются нам при рассмотрении ускорения ионов. Как известно, интенсивность тормозного излучения быстрых электронов определяется формулой [23]

$$\frac{d\varepsilon}{d\varepsilon_\gamma} = \frac{8\sqrt{2}e^6 Z^2 n_i n_{eh}}{3\pi\sqrt{\pi} m_e T_e m_e c^3 \hbar} \exp\left(-\frac{\varepsilon_\gamma}{T_e}\right). \quad (2)$$

Очевидно, что в логарифмическом масштабе зависимость интенсивности от энергии кванта представляет собой прямую линию с углом наклона, определяемым температурой, а точка пересечения прямой с осью ординат определяет логарифм концентрации быстрых электронов n_{eh} . Оценка концентрации быстрых электронов дает величину $n_{eh} \sim 10^{18}$ см⁻³, а полное число быстрых электронов за время лазерного импульса — 10^{11} . Величина температуры быстрых электронов определяется характерной энергией

$$\varepsilon_h = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + (2 - \eta) I_{18}} - 1 \right), \quad (3)$$

набираемой электроном в поле лазерных волн. Здесь I_{18} — интенсивность лазерного излучения в единицах 10^{18} Вт/см². Возникновение второй группы электронов, имеющих более низкую температуру [15], вероятно, объясняется противотоком электронов плазмы, компенсирующим ток быстрых электронов [24]. Без такой компенсации ток быстрых электронов превышает альфеновский, что физически невозможно.

Перейдем к анализу механизмов вылета электронов и ионов из мишени в вакуум. Большая часть быстрых электронов силой пондеромоторного давления ускоряется в глубь плазмы. Однако электроны, находящиеся в наружном слое плазмы вблизи поверхности, под действием отраженной части лазерного импульса вылетают из плазмы под углом к нормали, близким к зеркальному. В результате вылета электронов в вакуум и проникновения в глубь

мишени приповерхностная область плазмы обедняется электронами. Возникающее амбиполярное поле и положительный пространственный заряд выбрасывают приповерхностную часть ионов в вакуум и в глубь плазмы в направлении, близком к нормали к поверхности мишени. Считая, что фотоны передают с коэффициентом $\eta_v \ll \eta$ свой импульс ε_L/c и энергию ε_L группе электронов и ионов, вылетающих в вакуум, из законов сохранения мы получим следующие уравнения:

$$\sin \theta_e + \frac{p_i}{Z^* \gamma} \sin \theta_i = \sin \theta \frac{\eta_v \varepsilon_L}{N_e \gamma}$$

— сохранение поперечной компоненты импульса,

$$\gamma - 1 + \frac{\varepsilon_i}{Z^*} = \frac{\eta_v \varepsilon_L}{N_e}$$

— сохранение энергии.

Здесь η_v — часть коэффициента поглощения, соответствующая частицам, вылетающим в вакуум, γ , N_e — лоренц-фактор и число электронов, ε_L , ε_i и p_i даны в единицах $m_e c^2$ и $m_e c$. В продольном направлении система неоднородна, поэтому продольная компонента импульса поля и вылетающих в вакуум частиц не сохраняется. Комбинируя два закона сохранения, получим следующее соотношение, связывающее углы вылета частиц:

$$\sin \theta_e = \sin \theta \frac{\gamma - 1 + \varepsilon_i/Z^*}{\gamma} - \frac{p_i}{Z^* \gamma} \sin \theta_i. \quad (4)$$

Из (4) следуют два важных вывода.

1) Угол вылета высокоэнергетической группы электронов с $\gamma \gg 1$ близок к зеркальному: $\theta_e \approx \theta$, электроны с меньшими энергиями вылетают в направлениях, более близких к нормали. Наиболее высокоэнергетичные электроны образуются в области прозрачности лазерной плазмы, где на электрон воздействует наиболее интенсивное поле. Энергия такого быстрого электрона в электромагнитной волне оценивается как

$$\varepsilon_{uh} = m_e c^2 (\gamma - 1) \approx \frac{p_0}{m c} \left(\frac{v_E}{c} \right)^2, \quad (5)$$

где $v_E = eE/m\omega$ — осцилляционная скорость электрона, а начальный импульс электрона вдоль лазерного луча $p_0 \approx m v_E$, так как он определяется ускорением в лазерном поле E на длине волны $\lambda = 2\pi c/\omega$. Отсюда для $I \approx 10^{19}$ Вт/см² получаем $\varepsilon_{uh} \approx 10$ МэВ, что соответствует эксперименту. Подчеркнем, что речь идет о небольшом числе электронов, относящихся к «хвосту» функции распределения. Основная часть электронов имеет более низкую

характерную энергию (3). Таким образом, диапазон направлений вылета электронов из мишени оказывается от нормального до зеркального.

2) Угол вылета иона, следующий из (4), очевидно, не может превышать

$$\theta_i \leq \sin \theta \frac{Z^*(\gamma - 1) + \varepsilon_i}{\sqrt{2m_i/m_e} \sqrt{\varepsilon_i}} \ll 1. \quad (6)$$

Таким образом, ионы в среднем вылетают практически в направлении нормали к мишени. Для оценки энергии быстрого иона воспользуемся законом сохранения импульса в дифференциальной форме, т. е. сохранением плотности потока продольной компоненты импульса ионов и вытягивающих их электронов:

$$n_i m_i v_i^2 = \cos^2 \theta_e \frac{n_e \varepsilon_e v_e^2}{c^2},$$

где $n_{i,e}$ — концентрации ионов и электронов в приповерхностном слое плазмы (области прозрачности с масштабом L),

$$n_e < n_i \approx \frac{n_{cr}}{Z^*}$$

(n_{cr} — критическая концентрация). Характерная энергия быстрого электрона, находящегося в поле падающего и отраженного лазерного импульсов, оценивается как (3). Тогда

$$\varepsilon_i = \cos^2 \theta_e Z^* \frac{n_e}{n_{cr}} \frac{(2 - \eta) I_{18}}{\sqrt{1 + (2 - \eta) I_{18}}}. \quad (7)$$

При $I_{18} > 1$ из (7) получается, что $\varepsilon_i \sim I_{18}^{0.5}$, это согласуется с экспериментально полученной на рис. 3 зависимостью $\varepsilon_i \sim I_{18}^{0.46}$. Для определения отношения $Z^* n_e/n_{cr}$ в приповерхностном слое плазмы воспользуемся результатами рентгеновских измерений, приведенными в предыдущем разделе. Подставив в качестве n_e величину n_{eh} , получим $Z^* n_e/n_{cr} \sim 0.1$. Построим на рис. 3 теоретическую зависимость $\varepsilon_I(I)$, подставив $Z^* n_e/n_{cr} \sim 0.1$, $\theta_e \approx \theta$ и $\eta = 0.4$, поскольку поглощение слабо зависит от I (см. рис. 1). Из рис. 3 видно, что теоретический график (штриховая кривая) близок к экспериментальному, что свидетельствует об адекватности теоретической модели.

Помимо простых оценок процесс вылета частиц моделировался нами с помощью релятивистского PIC-кода *PM2D* [25]. График теоретической зависимости полной энергии (в эВ), уносимой ионами водорода в вакуум, от угла вылета при интенсивности 10^{18} Вт/см² приведен на рис. 4 (сплошная кривая)

совместно с экспериментальными данными. Как и в эксперименте, ионы вылетают преимущественно по направлению нормали с угловым разбросом около 15° . Различия в угловой ширине теоретического и экспериментального графиков на рис. 4, вероятно, связаны с одномерной пространственной моделью, использованной в численных расчетах и оценках. В двумерной модели угол вылета ионов может существенно превышать (6).

Сравним также рассчитанную по *PIC*-коду уносимую быстрыми ионами энергию с соответствующим экспериментальным значением. Из численного расчета, приведенного на рис. 4, следует, что по нормали к поверхности ионами уносится энергия, равная $1.2 \cdot 10^{16}$ эВ при интенсивности 10^{18} Вт/см². Проинтегрировав по скоростям экспериментально полученное распределение ионов, вылетающих по нормали (рис. 2), и умножив на среднюю энергию иона, взятую из рис. 3, мы получим экспериментальный результат $7 \cdot 10^{15}$ эВ. Таким образом, расчеты и эксперимент соответствуют друг другу.

Основную долю ионов, покидающих мишень, в эксперименте составляли протоны с небольшой примесью углерода C^+ , C^{2+} . Причиной появления ионов водорода и углерода на алюминиевой мишени являются адсорбция водяных паров поверхностью и химические следы полировки поверхности. Поэтому при отсутствии водорода и углерода на поверхности, согласно (7), энергия ионов Al с высокими Z^* должна составлять $\varepsilon_i \geq 1$ МэВ при $Z^* \geq 6$.

Следует отметить, что, согласно расчетам, примерно такой же по угловой ширине пучок быстрых ионов из приповерхностной области объемом $V = \pi(d/2)^2 L$ движется в глубь мишени за счет потенциала разделения зарядов $e\varphi = \varepsilon_{eh}$, вызванного уходом быстрых электронов с энергией $\varepsilon_{eh} \approx \eta I / cn_{eh}$ из поверхностной области в глубь мишени. Полагая, что быстрый ион набирает энергию $Z^* e\varphi \approx \varepsilon_{ih}$, а

$$\varepsilon_{eh} \geq e^2 n_{eh} \pi L d \left(1 - \frac{L}{d}\right)$$

— энергия кулоновского барьера, получаем аналогично [9]

$$\varepsilon_{ih} \approx 3Z^* mc^2 \left(\eta I_{18} \frac{dL}{\lambda^2}\right)^{1/2},$$

где функциональная зависимость от I соответствует (7), а при $(d/\lambda)^{1/2} \approx n_e/n_{cr}$ совпадает с формулой (7). Число таких ионов при интенсивности $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² составляет величину порядка 10^7 в

Al-мишени, а коэффициент конверсии в энергию быстрых ионов достигает примерно 1%. Этот пучок быстрых ионов может быть использован для генерации ядерных реакций в глубине мишени (аналогично [26]) и, в частности, как мощный импульсный источник нейтронов.

4. ВЫВОДЫ

В данной работе получены следующие результаты.

1. Экспериментально обнаружены мегавольтные ионы, субмегавольтные протоны и быстрые электроны с энергией, превышающей 10 МэВ при лазерной интенсивности $I \approx 10^{19}$ Вт/см² и p -поляризации лазерного излучения.

2. Определены спектральные, пространственные и энергетические характеристики пучка быстрых ионов при $I > 10^{17}$ Вт/см².

3. Расчеты по двумерной *PIC*-программе показали, что основная доля быстрых ионов вылетает в узком угле раствора по нормали к поверхности мишени при ее наклонном облучении (в отличие от быстрых электронов), что согласуется с экспериментальными результатами при $I > 10^{17}$ Вт/см², а кроме того, пучок быстрых ионов также распространяется в глубь мишени.

4. Полученный коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию быстрых ионов (около 1%) подтверждает перспективность использования лазера для ускорения частиц и генерации ядерных реакций.

Данная работа частично поддержана РФФИ (проект 00-02-17288).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart et al., *Opt. Lett.* **24**, 160 (1999).
2. А. А. Андреев, А. И. Запысов, А. В. Чарухчев, В. Е. Яшин, *Изв. АН, сер. физ.* **63**, 1239 (1999).
3. P. L. Shkolnikov, A. E. Kaplan, A. Pukhov et al., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3471 (1997).
4. А. А. Андреев, А. А. Мак, В. Е. Яшин, *КЭ* **24**, 99 (1997).
5. A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1801 (1994).

6. F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor et al., *Phys. Plasmas* **4**(2), 447(1997).
7. K. Krushelnick et al., *Phys. Plasmas* **7**, 2055 (2000).
8. Hatchett et al., *ibid*, 2078 (2000).
9. A. Maksimchuk et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4108 (2000).
10. В. Г. Бородин, В. М. Комаров, С. В. Красов и др., *КЭ* **25**, 115 (1998).
11. В. Г. Бородин, В. М. Комаров, В. А. Малинов и др., *КЭ* **29**, 101 (1999).
12. J. M. Auerbach, N. C. Holmes, J. T. Hunt, and G. L. Linfood, *Appl. Opt.* **18**, 2495 (1979).
13. В. В. Ильин, В. М. Комаров, А. В. Чарухчев и др., *ПТЭ* вып. 4, 113 (1997).
14. А. А. Андреев, В. М. Комаров, А. Г. Самсонов и др., *КЭ* **19**, 709 (1992).
15. В. Г. Бородин, О. Н. Гилев, А. Л. Запысов и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 354 (2000).
16. В. Г. Бородин, Ф. Л. Запысов, О. Н. Гилев и др., *Физика плазмы* **24**, 157 (1998).
17. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979), с. 528.
18. T.-Y. Briang Yang, W. L. Kruer, R. M. More, and A. B. Langdon, *Phys. Plasmas* **2**, 3146 (1995); T.-Y. Brian Yang et al., *Phys. Plasmas* **3**, 2702 (1996).
19. F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987).
20. K. Estabrook and W. L. Kruer, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 42 (1978).
21. T. E. Cowan et al., *Tecnical Digest Intern. of Conf. Lasers'97*, New Orleans, Louisiana (1997).
22. M. Muruane, H. Kapteyn, M. Rosen, and R. Falcone, *Science* **251**, 531 (1991).
23. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1981), с. 503.
24. A. R. Bell and J. R. Davies, *Phys. Rev. E* **58**, 2471 (1998).
25. А. А. Андреев, И. А. Литвиненко, К. Ю. Платонов, *ЖЭТФ* **116**, 1184 (1999).
26. В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, С. В. Толоконников, *ЖЭТФ* **115**, 2080 (1999).