

04;07;10

Разрешающая способность лазерно-плазменной ионографии

© А.А. Андреев, В.А. Комаров, К.Ю. Платонов, А.В. Чарухчев

НИИ лазерной физики ВНЦ „ГОИ им. С.И. Вавилова“, С.-Петербург
ФГУП НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов,
Ленингр. обл., Сосновый Бор
Санкт-Петербургский государственный технический университет
E-mail: alex2_andreev@yahoo.com

Поступило в Редакцию 13 сентября 2006 г.

Представлены результаты протонной радиографии биологических объектов с использованием лазерной плазмы в качестве источника ионов. Показано, что наилучшее качество изображения достигается при использовании двойных лазерных мишеней (пластик, покрытый тонким слоем тяжелого металла). Благодаря ламинарности ионного потока зарегистрированы $\sim 2 \mu\text{m}$ объекты, размер которых меньше диаметра пятна эмиссии ионов. Проведена оценка минимального размера объекта, видимого в протонах.

PACS: 52.40.Nk

Лазерно-плазменная ионография — сравнительно новая область научной деятельности, получившая в последние годы резкий толчок в своем развитии по мере продвижения мощности современных лазеров (суб)пикосекундной длительности в мультитераваттный диапазон. При интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени 10^{18} W/cm^2 и выше в плазме мишени образуются мощные потоки ионов MeV-ного уровня энергии со сравнительно небольшим углом разлета. Если между мишенью и соответствующим детектором установить подходящий по параметрам исследуемый объект, то на детекторе может быть получено проекционное изображение этого объекта. Профиль поперечного сечения пучка ионов и спектральный состав подвергаются изменениям из-за столкновений или отклонения вследствие действия электромагнитных полей в объекте. Этот тип диагностики, обычно называемой ионной радиографией, использовался достаточно давно, и в качестве источника протонов использовались линейные или циклотронные ускорители.

К настоящему времени достигнуты надежно регистрируемые потоки ускоренных в плазме ионов с энергией от долей до десятков MeV и числом частиц за импульс $10^9 - 10^{13}$, а максимальные энергии превышают 100 MeV [1]. Наиболее полные данные получены о параметрах ускоренных протонов, которые регистрируются практически во всех экспериментах независимо от материала и конфигурации мишеней. Общеизвестно, что причиной регистрации протонов в большинстве опытов являются углеводородные примеси, попавшие на поверхность мишени в процессе ее подготовки или находящиеся в приповерхностной структуре материала мишени. Тем не менее именно протонные пучки являются наиболее перспективными для просвечивания различных объектов из-за значительно более высокой по сравнению с другими ионами проникающей способности. Кроме того, принятые и обсуждаемые в настоящее время механизмы ускорения ионов таковы, что именно протоны имеют преимущественную возможность подвергнуться такому ускорению [1]. Протоны, произведенные (суб)пикосекундным лазером, имеют, несомненно, большие возможности вследствие рекордно высокой плотности, достаточной большой энергии и малого (порядка длительности импульса) времени генерации, что делает их уникальным средством в диагностике быстропотекающих процессов. Высокая интенсивность ионного потока, малый размер источника и короткая продолжительность генерации иницируемого лазером протонного пучка при соответствующих условиях обеспечивают высокое пространственное и пикосекундное временное разрешение этой диагностики без сложной оптики заряженных частиц, используемой, например, в работах с обычными ускорителями.

В данной работе представлены результаты исследований по облучению мишеней лазерным импульсом при интенсивности $\sim 4 \cdot 10^{18}$ W/cm² с целью выбора наиболее оптимальной конфигурации мишени как источника ионов для протонной радиографии и приведены некоторые результаты по практическому облучению подходящих объектов.

Схема экспериментов представлена на рис. 1. Эксперименты проводились при энергии лазерного излучения на мишени до 19 J и длительности импульса ≈ 1.5 ps. P-поляризованное излучение фокусировалось на мишень внеосевым параболическим зеркалом с относительным отворстием $f/1.4$. В качестве детектора пространственного разлета ионов использовались: 1) трековый детектор CR-39, чувствительный только к быстрым ионам; 2) радиохромная пленка (РХП), имеющая свой

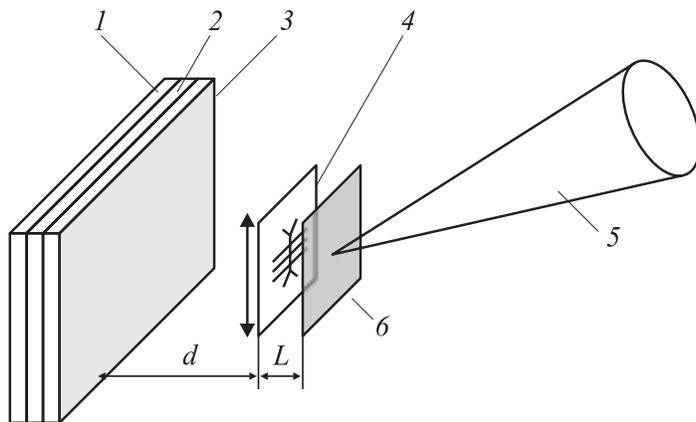


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — трековый детектор CR-39; 2 — RCF, 3 — фильтр; 4 — объект; 5 — лазерный пучок; 6 — мишень.

цвет от прозрачной до темно-синей пропорционально дозе поглощенной энергии ионизирующего излучения любого типа; 3) комбинация РХП + CR-39 в виде сэндвича.

Исследование пространственного разлета ионов. На рис. 2, *a–d* представлены результаты экспериментов по исследованию выхода и пространственного распределения протонов для мишеней из разных материалов. На рис. 2, *a–c* приведены фотографии пятна ионной засветки пленочного детектора CR-39, на рис. 2, *d* — характерный угол вылета протона как функция толщины Cu мишени. Были использованы фольги из CH_2 (рис. 2, *a*), Cu, Au (рис. 2, *b*) и двухслойная мишень из Ta и лавсана (рис. 2, *c*). Экспериментальное сравнение материалов с высокими и низкими Z весьма интересно, с одной стороны, потому что использование мишеней с большим Z позволяет создать в процессе взаимодействия более интенсивные электронные пучки, инициирующие ускорение ионов за счет более высокого коэффициента поглощения лазерного излучения [2], с другой стороны, количество ускоряемых частиц, прежде всего, протонов, в CH -мишенях значительно больше и ускоряемое вещество распределено равномерно по материалу, а не сосредоточено только на поверхностях, как в мишенях из металла.

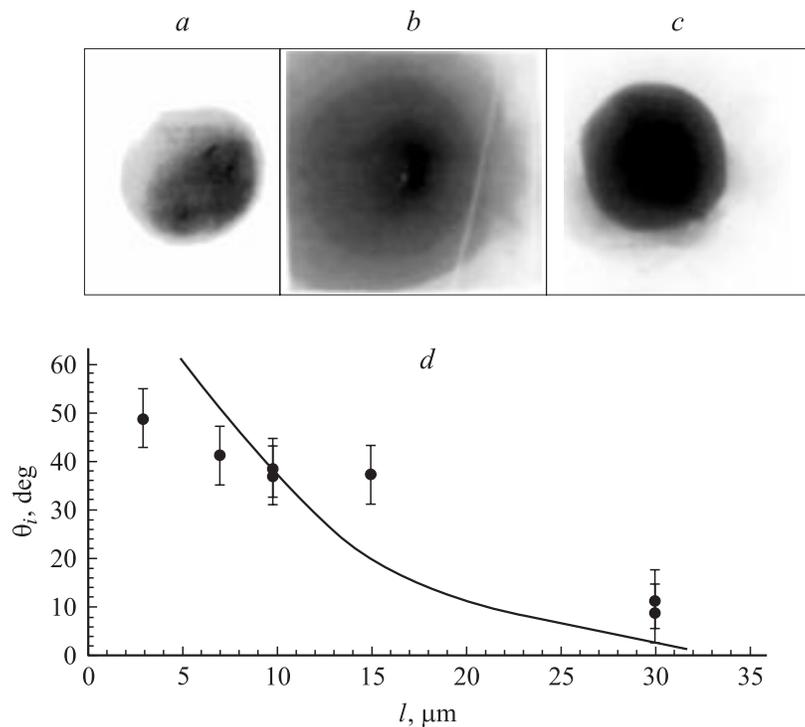


Рис. 2. Изображения следов ионов от мишеней: однослойных: *a* — CH, 17 μm; *b* — Au, 3 μm; *c* — двухслойной — 1.6 μm Ta + 5 μm CH. На рис. 2, *d* приведен угол вылета протона θ_i как функция толщины Cu мишени l .

Наши эксперименты показывают, что при сравнимой толщине плотность изображения для CH-мишени заметно ниже по сравнению с золотой и медной. С ростом толщины до сотни μm изображение для CH-мишени становится более неоднородным, чем для мишеней с большим Z . Характерный размер пятна на детекторе с ростом толщины уменьшается для всех мишеней. Это иллюстрирует рис. 2, *d*, где приведен график зависимости угла разлета протонов на детекторе от толщины Cu мишени. Для теоретической оценки угла вылета быстрых ионов из металлической мишени различной толщины воспользуемся

уравнением движения быстрых ионов в поперечном направлении

$$m_i(dv_i/dt) \approx 2\pi Ze^2 R n_{eh}, \quad (1)$$

здесь R — радиус области эмиссии ионов, n_{eh} — концентрация быстрых электронов над задней поверхностью фольги. Из (1) характерный угол вылета иона оценивается как

$$\theta_i = v_l/v_i \approx Ze^2 \pi r_d R n_{eh} / \varepsilon_i, \quad (2)$$

где r_d — дебаевский радиус быстрых электронов. Радиус области эмиссии ионов R определяется параметрами пучка быстрых электронов. Величину R можно оценить как

$$R = r_L + 1 \operatorname{tg} \theta_e(l, \varepsilon_e), \quad (3)$$

где r_L — радиус лазерного пятна на мишени, $\theta_e(l, \varepsilon_e)$ — характерный угол быстрого электрона с энергией ε_e , преодолевшего фольгу толщиной l . На лицевой стороне мишени характерная энергия быстрого электрона составляет $\varepsilon_{e0} \approx m_e c^2 (\sqrt{1 + I_{18} (\lambda_L / 1.2 \mu\text{m})^2} - 1)$, а угол вылета электрона из скин-слоя толщиной l_s :

$$\theta_{e0} \approx \frac{p_y}{p_x} \approx \frac{E_0 l_s c^2}{\varepsilon_{eh} v_x^2} \approx \sqrt{I_{18}} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_{e0}} \right) \left(\frac{\omega_L l_s}{2c} \right). \quad (4)$$

Энергии электрона на лицевой и тыльной сторонах фольги связаны соотношением

$$\varepsilon_{e0} = \varepsilon_e + 1 |d\varepsilon_x/dx|, \quad (5)$$

где $d\varepsilon_x/dx$ — потери энергии на единицу длины в Cu (зависят от ε_{e0}). Поэтому электрон, имеющий энергию ε_e на тыльной стороне фольги, вылетел из скин-слоя под характерным углом

$$\theta_e \approx \sqrt{I_{18}} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_e + l |d\varepsilon_e/dx|} \right)^3 \left(\frac{\omega_L l_s}{2c} \right). \quad (6)$$

Концентрация быстрых электронов n_{eh} также зависит от толщины фольги [3]

$$n_{eh} \approx \frac{e^2 N_{eh}^2 \cos^2 \theta_e}{\varepsilon_{e0} \pi^2 r_L^4 [1 + (l/r_L) \tan \theta_e]^2 [\cos^{-1} \theta_e + (l/r_L) \tan \theta_e]^2}, \quad (7)$$

где число быстрых электронов $N_{eh} \approx (0.03 + \eta I_{18} / (30 + I_{18})) \varepsilon_L / \varepsilon_{eh}$, ε_L — энергия лазерного импульса, η — коэффициент поглощения [4].

Энергии электрона и иона при ускорении связаны формулой

$$\varepsilon_i \approx \varepsilon_e \left[\ln(\omega_{pi} t_L + \sqrt{1 + (\omega_{pi} t_L)^2}) \right]^2. \quad (8)$$

Теперь по формулам (2), (3), (6–8) можно построить зависимость угла вылета иона от толщины фольги l . Поскольку мы не знаем точно масштаб скин-слоя l_s , амплитудный множитель в (2) был выбран так, чтобы при $10 \mu\text{m}$ найденное значение угла лежало на экспериментальной кривой. Энергия электрона $\varepsilon_{e0} \approx 0.6 \text{ meV}$, потери энергии $d\varepsilon/dz$ в Cu вычислялись по программе [5]. Получившаяся теоретическая кривая представлена на рис. 2, *d*.

В дальнейшем мы попытались совместить позитивные факторы, относящиеся как к мишеням с высоким Z , так и к СН-мишеням. Для этого были изготовлены двухслойные мишени, где первый слой, обращенный к лазерному излучению, представлял собой фольгу из Ta толщиной $1.6 \mu\text{m}$, а второй — лавсановую пленку толщиной $5 \mu\text{m}$.

Использование в области поглощения материала с большим Z позволяет увеличить количество быстрых электронов, ответственных за процесс ускорения ионов на тыльной стороне мишени. Пробег быстрых электронов в СН-мишенях выше по сравнению с любыми другими материалами. Поэтому можно ожидать, что эффективность ионной генерации в комбинированных мишенях будет выше. Отметим, что существуют оптимальные толщины тяжелого и легкого слоев в мишени. Толщина области тяжелого материала должна составлять несколько длин скин-слоя l_s , толщина СН-области должна быть больше длины пробега тепловой волны (для сохранения резкой задней границы мишени), но много меньше длины свободного пробега быстрого электрона. Из этих соображений выбиралась конструкция мишени в нашем эксперименте. Подробнее об исследованиях двухслойных мишеней см. [6]. На рис. 2, *c* представлено изображение ионного следа выбранной нами двухслойной мишени. Видно, что плотность изображения заметно выше для двухслойной мишени, чем для любой однослойной (рис. 2, *a, b*). То же можно сказать и о равномерности изображения. В дальнейшем для получения радиографического изображения биологических объектов использовалась двухслойная мишень.

Эксперименты по просвечиванию объектов. Объект для просвечивания (см. рис. 1), устанавливался на некотором расстоянии от мишени на оси, совпадающей с нормалью к задней поверхности

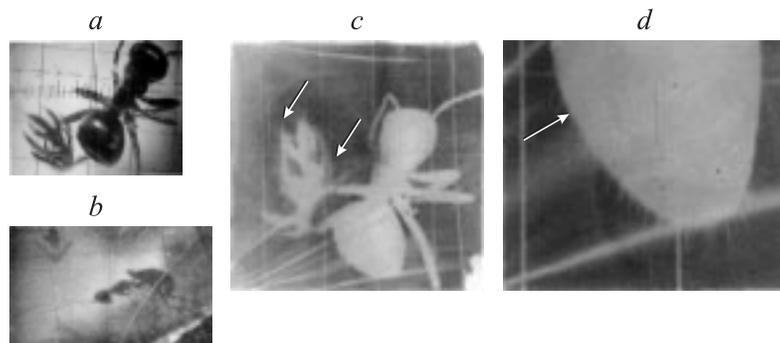


Рис. 3. Изображение муравья и часть листка травы, помещенные на W сетку с толщиной проволоки $8\mu\text{m}$. Изображения: *a* — оптическое; *b* — на CR-39; *c* — на RCF; *d* — нижняя часть тела муравья. Толщина проволоки сетки: вертикальные $\text{Cu } 22\mu\text{m}$; горизонтальные — $\text{W}, 8\mu\text{m}$.

в точке, проходящей через пятно фокусировки лазерного излучения на фронтальной поверхности. В частности, сетка с размером ячейки $250 \times 250\mu\text{m}$, установленная перпендикулярно задней поверхности мишени и соответственно оси протонного пучка была использована для проверки принципиальной возможности получения изображения в плазменных частицах. Изображение сетки, изготовленной из $\sim 90\mu\text{m}$ проволоки с расстоянием между ними $\sim 150\mu\text{m}$, полученное с помощью плазменных частиц, показало, что изображение на RCF представляет собой проекцию объекта (сетки) на детектор в расходящемся пучке с геометрическим увеличением, определяемым отношением расстояний до экрана и объекта.

На рис. 3 представлены изображение муравья и часть листка травы, помещенные на сетку с известной толщиной проволоки. Выбор подобных объектов для просвечивания был обусловлен тем, что оба объекта имеют подходящий размер ($4\text{--}6\text{mm}$) и тонкую структуру с размером элементов порядка единиц микрон. Следует обратить особое внимание на мелкие детали объекта, например волоски на нижней части тела муравья (помеченные стрелкой на рис. 3, *c*), диаметр которых составляет $\sim 2\text{--}3\mu\text{m}$. Отметим, что столь высокое разрешение достигается одновременно с относительно большим полем зрения, которое составляет порядка 1cm . Это указывает на практическую возможность

получать изображения с большим полем зрения и с предельным для данного детектора разрешением ($\sim 1 \mu\text{m}$) путем создания потока частиц с определенным энергетическим спектром.

Обсудим качество и необходимые требования к исходному просвечиваемому объекту пучку частиц. Для получения пригодной для анализа проекционной картины необходимо обеспечить выполнение нескольких условий: равномерность осветки всей поверхности объекта, необходимое пространственное разрешение, достаточный для анализа контраст полученного изображения. Для выполнения первого условия необходимо, что плотность частиц по просвечиваемому полю была приблизительно одинаковой. Основным препятствием для этого является неоднородное пространственное распределение лазерной энергии в пятне фокусировки, что приводит к соответствующему неоднородному распределению потока быстрых электронов и ускоренных ионов. В экспериментах, проведенных на различных лазерных установках, в широком диапазоне интенсивностей и длительностей лазерного импульса на мишени практически всегда наиболее быстрые частицы регистрируются ближе к центру ионного пучка [7]. При этом потоки ионов с меньшей энергией существенно неоднородны по пятну эмиссии и вылетают под большим углом. Применение фильтров позволяет частично решить эту проблему. В нашем случае фильтр отрезал протоны с энергией меньше 30 keV . Минимальное пространственное разрешение, очевидно, связано с получающейся контрастностью изображения мелких объектов. Оценим минимальный размер объекта, видимого в протонах в случае идеально однородного источника.

Определение предела разрешимости протонной радиографии.

Экспериментально доказанная в данной работе возможность регистрации объектов размером меньше пятна эмиссии ионов R_i связана с ламинарностью ионного потока и отсутствием протонов, обладающих отрицательной компонентой радиальной скорости. Это свойство ионного потока, а также увеличение угла вылета иона по мере удаления от центра эмиссионного пятна приводят к тому, что любой бесконечно малый объект, если он непрозрачен для протонов, будет давать тень на экране. В этом аспекте протонная радиография отличается от рентгеновской. Рентгеновское излучение практически изотропно, и, если размер объекта меньше размера источника и источник расположен к объекту ближе, чем экран, получение четкой рентгеновской тени невозможно.

На экспериментальных фотографиях мы видим вольфрамовую 8- μm проволочку и волосок муравья толщиной 2–3 μm , что существенно меньше пятна ионной и рентгеновской эмиссии (десятки μm).

Предел разрешимости метода протонной радиографии определяется функцией распределения ионов по энергии, поглощающей способностью объекта и чувствительностью протонного детектора. Сделаем численные оценки. Функция распределения протонов по энергиям экспериментально измерялась в нашей предыдущей работе [4]. „Хвост“ функции распределения (напомним, что фильтр отсекает протоны с энергией меньше 300 keV) описывается выражением

$$f_\varepsilon(\varepsilon) = dN/d\varepsilon \sim \left(1/\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0}\right) \exp\left(-\sqrt{2\varepsilon/\varepsilon_0}\right), \quad (9)$$

где $\varepsilon_0 \approx m_e c^2 (\sqrt{1 + I_{18}(\lambda_L/1.2\mu\text{m})^2} - 1) \approx 0.6 \text{ meV}$; I_{18} — интенсивность лазерного излучения в единицах 10^{18} W/cm^2 . Пусть характерный размер (и толщина, и ширина) объекта δz (например, в случае проволочки, δz — диаметр проволочки) и $d\varepsilon/dz$ — потери энергии протона в объекте. Поскольку мы исследуем предельную разрешимость метода, искажение функции распределения после прохождения объекта будет небольшим. Начальное распределение $f_\varepsilon(\varepsilon)$ перейдет в $f_\varepsilon(\varepsilon - \delta z d\varepsilon/dz) \approx f_\varepsilon(\varepsilon) - \delta z (\partial f_\varepsilon/\partial \varepsilon)(d\varepsilon/dz)$. Мы увидим объект контрастно на радиохромной пленке, если потоки энергии (потоки частиц для пленки CR-39) для функций $f_\varepsilon(\varepsilon)$ и $f_\varepsilon(\varepsilon - \delta z d\varepsilon/dz)$ отличаются примерно на 20%. Из сравнения потоков получается следующая понятная оценка минимального размера объекта:

$$\delta z \sim \frac{0.2 \int f_\varepsilon \varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{\int (d\varepsilon/dz) \left| \frac{\partial f_\varepsilon}{\partial \varepsilon} \right| \varepsilon^{3/2} d\varepsilon}. \quad (10)$$

Разрешающая способность тем лучше, чем выше поглощающая способность объекта $d\varepsilon/dz$, чувствительность детектора и больше производная $\partial f_\varepsilon/\partial \varepsilon$. Для простейшей модели торможения (формула Бете–Блоха) $d\varepsilon/dz = \varepsilon_0^2/\varepsilon l_0(\varepsilon_0)$ и функции распределения протонов (1) разрешающая способность составляет $\delta z \approx 0.3 l_0(\varepsilon_0)$, где $l_0(\varepsilon_0)$ — длина свободного пробега протона с энергией ε в объекте.

Оценки пробегов протонов с энергией 300–600 keV в вольфраме толщиной 8 μm и 2 μm волоске муравья (брался углеводород полиэтилен) с помощью программы [5] показали, что эти протоны потеряют

почти всю энергию. Протон с энергией 1 MeV теряет $\sim 20\%$ энергии. Такого изменения функции распределения (1) достаточно для появления протонного сигнала на пленочном детекторе. Теоретический предел обнаружения полиэтиленового волоска для протонного пучка нашего эксперимента составляет $\sim 0.4 \mu\text{m}$.

Выводы. Таким образом, эксперименты, направленные на создание плазменного протонного источника для радиографии, показали, что при интенсивности лазерного излучения на мишени $\sim 4 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$:

наилучшую равномерность по полю и плотность обеспечивают двухслойные мишени, первый слой которых представляет собой тонкую фольгу толщиной $1\text{--}2 \mu\text{m}$ из материала с большим атомным номером (Ta), а второй слой — более толстую углеводородную пленку;

экспериментально продемонстрирована возможность получения проекционного изображения объектов с большим полем зрения (до 10 mm) и высоким, в единицы микрон, разрешением;

высокое разрешение ионного изображения объясняется ламинарностью ионного пучка;

представлены теоретические оценки предельно возможного пространственного разрешения ионного изображения.

Список литературы

- [1] Key M.H., Cable M.D. et al. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1966; Cowan T.E., Hunt A.W., Phillips T.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 903; Maksimchuk A., Gu S., Flippo K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4108; Snavely R.A., Key M., Hatchet S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 85. P. 2945; Zepf M., Clark E.L., Beg F.N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 064801; Allen M., Sentoku Y., Audebert P. et al. // Phys. of Plasmas. 2003. V. 10. P. 3283.
- [2] Бородин В.Г., Ильин В.В., Комаров В.М. и др. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. С. 51.
- [3] Andreev A.A., Okada T., Platonov K. et al. // Laser and Particle Beams. 2004.
- [4] Андреев А.А., Комаров В.М., Чарухчев А.В. и др. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 266.
- [5] Программа SRIM-2003, <http://www.srim.org>.
- [6] Badziak J., Woryna E., Parys P., Platonov K.Yu., Jablonski S., Ryc L., Vankov A.B., Wolowski J. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 215001.
- [7] Максимчук А., Флинно К., Краузе Х. и др. // Физика плазмы. 2004. Т. 30 (6). С. 514.