

# Рентгеноспектральное определение параметров горячих точек X-пинча

С. А. Пикуз, Д. Б. Синарс<sup>+</sup>, Т. А. Шелковенко, К. М. Чандлер<sup>+</sup>, Д. А. Хаммер<sup>+</sup>, И. Ю. Скобелев\*,  
Г. В. Иваненков<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

<sup>+</sup>Лаборатория плазменных исследований, Корнельский университет, 14853 Итака, США<sup>2)</sup>

\* Центр спектральных данных многозарядных ионов, ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2002 г.

По данным рентгеновской спектроскопии определяются параметры плазмы “горячих точек” X-пинча. Используются данные, полученные с временным разрешением в эксперименте по взрыву перекрещенных Ti проволок на установке XP с током 480 кА при длительности импульса 100 нс. Рассчитанные по ним плотности и температуры электронов лежат в диапазонах  $(0.8-3) \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и 1–2.5 кэВ. Проведенный анализ свидетельствует о высокой степени неравновесности процессов в плазме.

PACS: 52.35.Py

Измерение параметров горячей точки (ГТ) X-пинча все еще остается трудной задачей, требующей современной прецизионной аппаратуры. Последние эксперименты [1–5] свидетельствуют о том, что вблизи состояния наибольшего сжатия параметры плазмы меняются в пикосекундных временных и микронных пространственных масштабах. Теоретические оценки и численное моделирование предсказывают плотности плазмы выше твердого тела и температуры кэВ-диапазона [2, 4, 5]. Единственным источником данных о плазме с такими параметрами может служить рентгеновская спектроскопия. Ясно, однако, что методы, основанные на регистрации спектров интегрально по времени, даже с высоким пространственным разрешением дают сильно усредненные или искаженные данные. В настоящей работе параметры плазмы определяются по спектрам с временным разрешением. Их регистрация осуществлена по светосильной бесщелевой схеме с помощью рентгеновской стрик-камеры и фокусирующего сферически изогнутого кристалла (рис.1).

Эксперименты проводились на установке XP Корнельского университета (США) с током до 480 кА и длительностью импульса 100 нс. X-пинчи создавались во взрывах 2–8 перекрещенных проволок из различных металлов [1, 4, 6]. Рентгеновское излуче-

ние плазмы разлагалось в спектр с помощью сферически изогнутого кристалла слюды с радиусом кривизны 150 или 186 мм и фокусировалось на фотокатод стрик-камеры в виде узкой полоски (рис.1). Ее ширина  $< 30-50$  мкм определялась размером источника излучения, оптически уменьшенным в 5–7 раз, и качеством кристалла. Диаметр источника, согласно нашим ранним измерениям, не превышал, самое худшее, несколько десятков мкм, а качество кристалла обеспечивало фокусировку  $\approx 10-20$  мкм. Электростатическая система стрик-камеры размывала изображение полоски на выходном экране до  $\approx 120$  мкм, обеспечивая временное разрешение системы до 7–10 пс, что близко к паспортным данным используемой камеры фирмы Kentech. Подробнее детали описаны в статье [4]. Изображение временной развертки спектра регистрировалось на фотопленку Kodak TMAX400 шириной 60 мм, прижатую к стекловолоконному выходу экрана камеры. Полученное фото оцифровывалось с помощью планшетного сканера Agfa Arcus II, затем оно корректировалось с учетом геометрических искажений камеры, чувствительности фотопленки и передаточной характеристики сканера, после чего подвергалось дальнейшей обработке. В настоящей статье приведены результаты обработки данных эксперимента с 7-проволочной Ti нагрузкой с диаметром отдельных нитей 17 мкм.

На рис.2 приведены временные зависимости свечения плазмы в интервалах длин волн 2.615–2.624, 2.629–2.638, 2.642–2.651, 2.489–2.498 и 2.500–2.509 Å. Диапазоны спектра выбирались так, чтобы получить ход интенсивности соответственно: 1) резонансной

<sup>1)</sup>e-mail: ivanenk@sci.lebedev.ru

<sup>2)</sup>D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer. Laboratory of Plasma Study, 369 Upson Hall Cornell University, Ithaca NY 14853, USA.

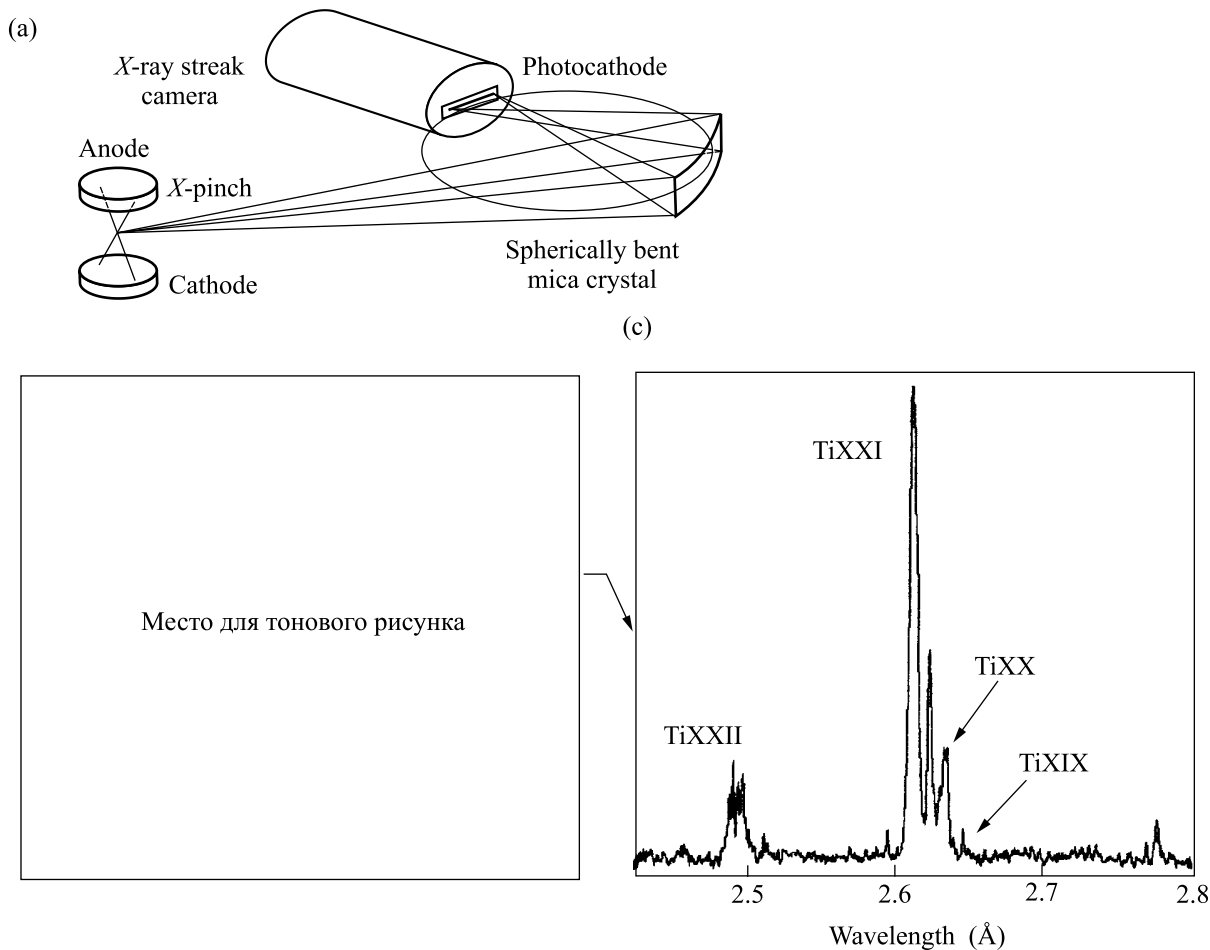


Рис.1. Схема эксперимента и зарегистрированная по ней денситограмма времяразрешенного спектра излучения Ti X-пинча

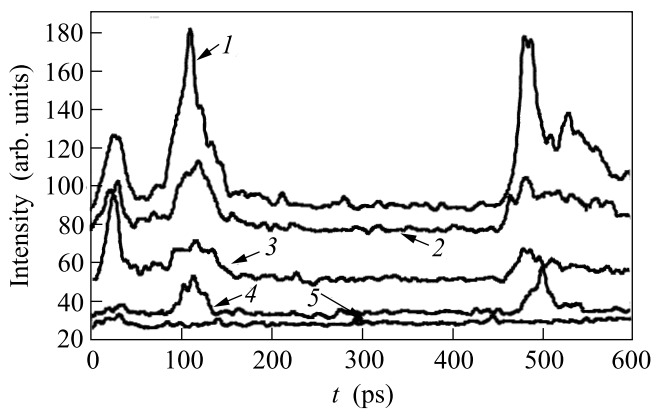


Рис.2. Временные зависимости свечения плазмы X-пинча в спектральных диапазонах 2.615–2.624 (кривая 1), 2.629–2.638 (2), 2.642–2.651 (3), 2.489–2.498 (4) и 2.500–2.509 (5) Å

линии  $He_{\alpha 1}$  He-подобного иона Ti XXI, 2) интеркомбинационной линии  $He_{\alpha 2}$  иона Ti XXI, 3) сателлитных

линий  $k, j$  (переходов  $1s2p^2D-1s^22p^2P$  в ионе Ti XX), 4) резонансной линии  $Ly_{\alpha}$  H-подобного иона Ti XXII и 5) переходов в континууме. Из рисунка видно, что в интервале времен 0–600 пс светимость плазмы имеет три пика, которые естественно связать со вспышкой трех ГТ в процессе пинчевания разряда. Наиболее короткое время свечения  $\approx 50$  пс первой вспышки, для второй в линии  $Ly_{\alpha}$  оно составляет также  $\approx 50$  пс, но для линий  $He_{\alpha 1,2}$  это время существенно больше ( $\approx 80$  пс). Время третьей вспышки в линии  $He_{\alpha 1,2}$  составляет  $\approx 110$  пс, тогда как длительность свечения в линии  $Ly_{\alpha}$  и сателлитах  $k, j$  по-прежнему остается  $\approx 50$  пс.

Различие найденных времен свечения вызвано спецификой возбуждения в плазме резонансных и сателлитных линий [H]- и [He]-ионов. Их уровни  $2p$  и  $1s2p$  могут заселяться при возбуждении основных состояний таких ионов  $1s$  и  $1s^2$  ударом электронов либо тройной или радиационной рекомбинацией голых ядер или H-подобных ионов. Дважды возбуж-

денные состояния  $1s2p^2$  заселяются, в основном, при диэлектронном захвате из основного состояния  $1s^2$  He-подобного иона. Важно, что такой механизм понижения заряда ионов, в отличие от иных видов рекомбинации, берет энергию у свободных электронов и требует достаточного нагрева. Остывание плазмы при распаде ГТ резко снижает эффективность возбуждения ударом и диэлектронного захвата – каналов заселения уровней ионов с передачей энергии свободных электронов связанным. Фактически захват есть единственный путь появления спутников  $k, j$  и длительность свечения этих линий выражает время существования высокотемпературной плазмы. Тем самым оценивается время жизни ГТ, и у нас оно  $\approx 50$  пс. Напротив, резонансные состояния охлаждающейся плазмы довольно эффективно могут быть заселены тройной и радиационной рекомбинацией, так как их вероятности растут с понижением температуры. Поэтому, если в плазме имеется достаточно голых ядер (H-подобных ионов), длительность свечения линии  $Ly_\alpha$  ( $He_{\alpha 1,2}$ ) превысит время сохранения высокой температуры. В условиях нашего эксперимента в плазме ГТ, по-видимому, не было голых ядер Ti, а заметное количество H-подобных ионов Ti XXII нарабатывалось лишь во второй и третьей ГТ (рис.2, кривая 4). Поэтому не было и рекомбинационного возбуждения линии  $Ly_\alpha$ , и время ее свечения служило также и временем жизни ГТ. В первой ГТ нехватка [H]-ионов Ti XXII запретила этот путь возбуждения также и для линий  $He_{\alpha 1,2}$ . Во второй же и в третьей ГТ [H]-ионы Ti составляли  $\approx 30\%$  и  $\approx 45\%$ , соответственно, и рекомбинационное возбуждение на 30–60 пс затягивало задние фронты импульсов свечения плазмы в линиях  $He_{\alpha 1,2}$  (рис.2, кривые 1 и 2). Отметим, что подобный эффект в пространственном распределении светимости разлетающейся лазерной плазмы в линиях [He]-иона Mg XI ранее наблюдался в [7].

Приведенные на рис.1 спектры излучения X-пинча позволили найти параметры плазмы ГТ в разные моменты времени. Для этого по стандартной квазистационарной модели радиационно-столкновительной кинетики рассчитывался спектр излучения [He]-иона Ti XXI с диэлектронными спутниками, отвечающими переходам в Li-подобном Ti XX. Для достаточно горячей плазмы модельный спектр зависит только от плотности  $N_e$  и температуры  $T_e$  электронов, они находились путем подгонки модельных спектров под наблюдения. Как и ожидалось, самым чувствительным к плотности плазмы было отношение интенсивностей линий  $He_{\alpha 1}$  и  $He_{\alpha 2}$ , а изменение температуры наиболее сказывалось на соотношении спутни-

тов  $k, j$ . Найденные результаты приведены в таблице, а качество моделирования демонстрирует рис.3, где показаны экспериментальный спектр в момент

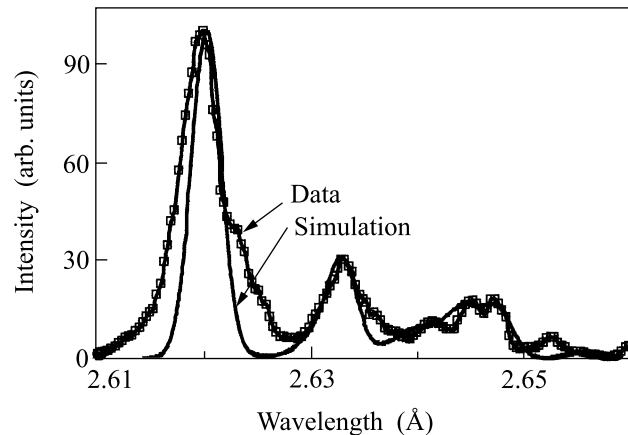


Рис.3. Спектр излучения плазмы X-пинча в момент времени  $t = 494$  пс и результат расчета для  $N_e = 10^{23}$   $\text{cm}^{-3}$  и  $T_e = 2.4$  кэВ

$t = 494$  пс и результат счета для  $N_e = 10^{23}$   $\text{cm}^{-3}$  и  $T_e = 2400$  эВ. Как видно из таблицы, в первой ГТ температура плазмы не превышает величины 1250 эВ, а максимальное значение электронной плотности равно  $3 \cdot 10^{23}$   $\text{cm}^{-3}$ . Во второй ГТ плазма нагрета до 2100 эВ, но ее плотность  $0.8 \cdot 10^{23}$   $\text{cm}^{-3}$  в несколько раз ниже. Максимальная температура 2500 эВ реализуется в третьей ГТ при плотности  $10^{23}$   $\text{cm}^{-3}$ .

Номер вспышки	$t$ (ps)	$T_e$ (keV)	$N_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
1	32	1.25	$3 \cdot 10^{23}$
2	88	1.70	$10^{23}$
	95	1.75	$8 \cdot 10^{22}$
	102	2.10	$8 \cdot 10^{22}$
	109	2.10	$6 \cdot 10^{22}$
	116	1.65	$2 \cdot 10^{22}$
	123	1.4	$< 10^{22}$
3	130	1.15	$< 10^{22}$
	480	1.5	$5 \cdot 10^{22}$
	487	2	$6 \cdot 10^{22}$
	494	2.4	$10^{23}$
	501	2.5	$10^{23}$
	508	2.4	$9 \cdot 10^{22}$

Если бы плазма была в стационарном ионизационном состоянии, отношение концентраций [H]- и [He]-ионов Ti в первой ГТ составило бы  $\approx 0.07$ ,  $\approx 0.9$  – во второй и  $\approx 2$  – в третьей. Для температур  $\geq 1$  кэВ скорости возбуждения уровней  $2p^2P$  и  $1s2p^1P_1$  электронным ударом из основных состоя-

ний почти одинаковы [8], но тогда таковыми должны были бы быть и отношения интенсивностей линий  $Ly_\alpha$  и  $He_{\alpha 1}$ . Однако на рис.2 видно, что интенсивность линии  $Ly_\alpha$  гораздо ниже ее стационарного значения, а свечение плазмы в линии  $Ly_\alpha$  немного запаздывает относительно импульса свечения в линиях  $He_{\alpha 1,2}$ . Как было показано в [5], это вызвано неприменимостью стационарной кинетической модели для описания эволюции ионизационного состояния плазмы  $X$ -пинча. Действительно, анализ скоростей ионизационно-рекомбинационных процессов показывает, что время достижения стационарной концентрации  $[H]$ -ионов  $Ti$  XXII при параметрах плазмы, приведенных в таблице, составляет  $\approx 20-50$  пс, а это сравнимо со временем существования ГТ. В этом случае для определения относительной концентрации  $[H]$ -ионов следует исходить из нестационарного кинетического уравнения

$$\begin{aligned} dN_H/dt = & -N_H(W_{H \rightarrow Z^*} + W_{H \rightarrow He}) + \\ & + N_{He}W_{He \rightarrow H} + N_{Z^*}W_{Z^* \rightarrow H}, \end{aligned}$$

где  $N_{Z^*}$ ,  $N_H$ ,  $N_{He}$  – концентрации ядер  $H$ - и  $He$ -подобных ионов, соответственно, а  $W_{a \rightarrow b}$  – вероятности процессов ионизации и рекомбинации. Для второй и третьей ГТ решение этого уравнения было использовано для построения временного хода отношения интенсивностей  $I(H)/I(He)$  линий  $Ly_\alpha$  и  $He_{\alpha 1}$ . Оно приведено на рис.4 вместе с экспериментальными данными. Как видно отсюда, моделирование хорошо описывает наблюдаемые зависимости, подтверждая правильность определения параметров плазмы.

Чем характерна динамика плазмы в таком состоянии? Множество полученных ранее данных [1–5] позволяет выделить медленную и быструю гидродинамические стадии сжатия  $X$ -пинча. В них обеих движение идет со скоростью звука  $c_s = (ZT_e/m_i)^{1/2}$ , но типичное время – отношение радиуса  $a$  к  $c_s$  – в быстрой стадии становится короче времени энергообмена между электронами и ионами  $\tau_{ei} = m_i T_e^{3/2} / 2(\pi m_e)^{1/2} e^4 \Lambda Z^2 N_e$ . Тогда в ходе ускоренной магнитной имплозии электроны не успевают передать весь избыток тепла ионам. Остаток идет на иные процессы, в том числе – кратную ионизацию и возбуждение ионов; позже излучение интенсифицирует сжатие плазмы. Поэтому время температурной релаксации  $\tau_{ei} = a/c_s$  в фазе перехода от первой стадии ко второй, а далее его можно принять в качестве оценки сверху времени быстрой стадии. На экспериментальных снимках фаза перехода отмечена существованием перетяжки диаметром около 10 мкм. Параметры плазмы  $N_e = 10^{21}-10^{22}$  см $^{-3}$ ,

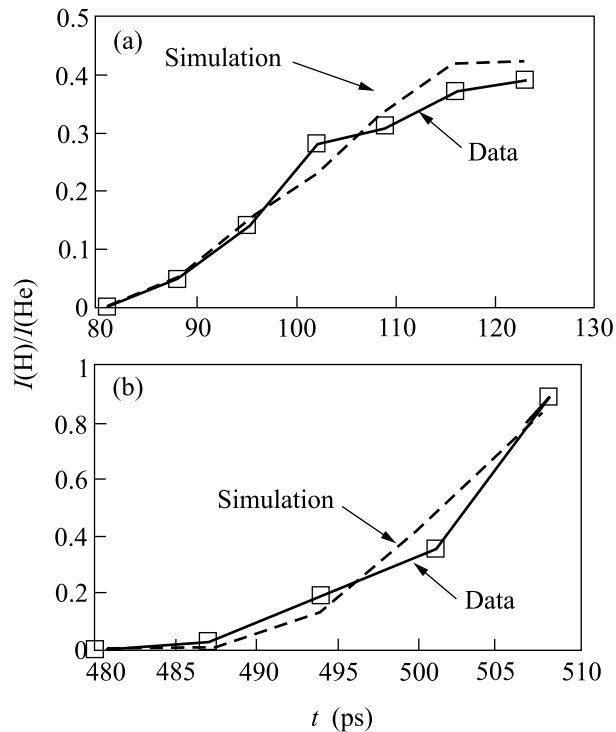


Рис.4. Наблюдаемые и рассчитанные временные зависимости отношения интенсивностей  $I(H)/I(He)$  линий  $Ly_\alpha$  и  $He_{\alpha 1}$

$T_e = 100-200$  эВ ее наружной части еще не допускают термического возбуждения линий в наблюдаемой части спектра, но они вплотную подводят нас к выполнению условия  $a = c_s \tau_{ei}$ , где  $c_s = (4-6) \cdot 10^6$  см/с,  $\tau_{ei} = 40-90$  пс. Затем основная часть перетяжки медленно эволюционирует, а на фоне нее локально развивается быстрая мелкомасштабная неустойчивость. Она рождает перетяжки следующего порядка, на них в свою очередь образуются еще меньшие новые и т.д. – каскадирование [9]. Можно предположить, что в конце последнего и наблюдается излучение непрерывного спектра в начале рентгеновского импульса на рис.1. Это всегда ассоциируется с областью минимального размера, измерение которого пока выходит за пределы возможностей эксперимента. Во всяком случае, он  $< 1-2$  мкм [5, 6] (радиографические изображения показывают минимальные диаметры 3–4 мкм). Температура излучения не очень высока, ее оценки по измерениям методом фильтров дают  $\leq 1$  кэВ для  $Ti$   $X$ -пинча, для более тяжелых металлов – 600–800 эВ, а в спектре  $Mo$   $X$ -пинча первые несколько пикосекунд линии многозарядных ионов вообще отсутствуют [5]. В спектре исследуемого  $Ti$   $X$ -пинча непрерывное излучение возникает в первой вспышке рентгена (рис.1), причем его спектральная яркость сравнима с линейчатым излучением много-

зарядных ионов Ti, а суммарная энергия существенно выше высвечиваемой в линиях.

На основании параметров плазмы, найденных в данной работе, получим, что время термализации  $\tau_{ei} \approx 3$  пс в первой ГТ и  $\approx 25$  пс в двух других. Подставив  $c_s \approx 10^7$  см/с, отсюда оценим соответствующие размеры ГТ  $\approx 0.4$  и  $\approx 6$  мкм. Заметим, что о радиационном сжатии плазмы можно говорить с момента, когда радиус сравнивается со средним по Планку пробегом фотонов. При этом из-за того, что правая часть условия  $a < c_s \tau_{ei}$  есть отношение электронного коэффициента диффузии тепла к  $c_s$  и на всей быстрой стадии сжатия возникает равномерное распределение  $T_e$  в сечении образующейся шейки, излучение становится основным механизмом ее охлаждения. Ближе к этому оказывается первая ГТ (ее плазма сжата в большей мере, чем нагрета), но здесь мало H-подобных ионов Ti, достаточно имеющих в двух других. Поэтому можно вести речь лишь о возникновении тенденции к радиационному сжатию плазмы в нашем эксперименте с Ti X-пинчем.

Вся совокупность экспериментальных данных и теоретических оценок свидетельствует о том, что физическое явление, известное в интегральных измерениях как “горячая точка”, реально связано с чередой ряда быстро сменяющихся состояний плазмы. Если ограничиться лишь фазами генерации не очень жесткого рентгена  $< 10$  кэВ, можно выделить два типа. Параметры первого из них с короткоживущей, относительно холодной и плотной плазмой пока мало известны и могут быть только оценены. Более или менее достоверно измерена верхняя граница времени жизни  $< 10$ – $15$  пс. Температура  $T_e$ , как упо-

миналось, не превышает 1 кэВ, а  $N_e$  по энергетическим оценкам может на 1–2 порядка превысить плотность твердого тела. Вторым типом ГТ, являющийся основным предметом настоящего исследования, характеризуется более умеренными параметрами (время жизни 20–50 пс, температура 1.2–2.5 кэВ, плотность  $\approx 10^{23}$  см $^{-3}$ ). Изучение процессов формирования первого состояния и его перехода во второе требует постановки специальных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке грантов Департамента энергетики США # DE-FG03-98DP00217 и # DE-FO2-98ER54496.

- 
1. T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, S. A. Pikuz, and D. A. Hammer, Phys. Plasma. **8**, 1305 (2001).
  2. S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars et al., JQSRT **71**, 581 (2001).
  3. D. B. Sinars, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko et al., Rev. Sci. Instr. **73**, 2948 (2001).
  4. T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, D. B. Sinars et al., Phys. Plasma **9**, 2165 (2002).
  5. S. A. Pikuz, D. B. Sinars, T. A. Shelkovenko et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 035003 (2002).
  6. T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, S. A. Pikuz et al., Rev. Sci. Instr. **72**, 667 (2001).
  7. В. А. Бойко, Б. А. Брюнеткин, Б. Н. Дуванов и др., Письма в ЖТФ **7**, 1430 (1981).
  8. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1978.
  9. Г. В. Иваненков, С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко и др., ЖЭТФ **118**, 539 (2000).