

[7] Yamamoto Y., Machida S., Imoto N. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 10. P. 1645-1662.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
10 октября 1988 г.
В окончательной редакции
11 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

04

ДИНАМИКА И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОСЕКУНДНЫХ МЕГААМПЕРНЫХ z -ПИНЧЕЙ

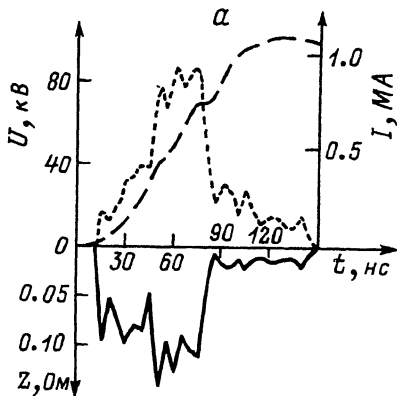
С.Л. Боголюбский, С.А. Данько,
П.В. Куксов, В.И. Ликсонов,
А.А. Лукин, Е.А. Смирнова

В последнее время активно дискутируется возможность зажигания термоядерной реакции в перетяжке z -пинча [1] при сжатии токонесущего плазменного канала до микронных размеров. Однако образованию микропинча может воспрепятствовать механизм стабилизации перетяжки „остаточной” высокопроводящей плазмой сходящейся снаружи токовой оболочки [2]. Динамика плазменных каналов взрывающихся проволочек и механизм формирования в них микропинчей, так называемых „горячих точек” (ГТ) ранее были подробно исследованы в экспериментах на уровне тока 0.2 мА [3]. Использование в них средств регистрации изображений с разрешением не лучше 80-100 мкм ограничило полученную информацию о минимально достигаемом размере перетяжки указанной величиной.

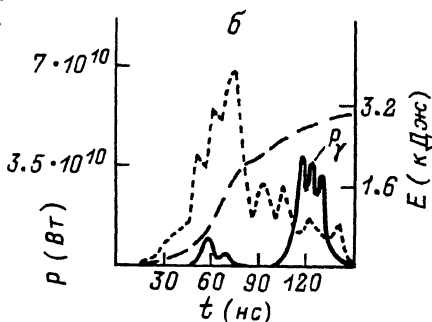
В данной работе для получения изображения z -пинча использовалась вакуумная камера-обскура с отверстием квадратного сечения 8x8 мкм, снабжаемая алюминиевыми фильтрами толщиной 5 и 10 мкм, имевшая разрешение для квантов с энергией $E_{h\nu} \geq 1$ кэВ с учетом дифракционного размытия не хуже 25 мкм. Измерения мощности радиационных потерь и их спектрально-энергетических характеристик осуществлялись с помощью откалиброванных полупроводниковых и вакуумных фотоэмиссионных детекторов с фильтрами Росса и неселективными поглотителями. Как и в работах [4, 5], использовался интегральный термобатарейный калориметр.

Эксперименты проводились на установке „Модуль-А5” с импульсным трансформатором тока, имеющим выходное сопротивление $R_T = 0.04$ Ом [6]. В оптимальном режиме при длине проволочки 2.5-3 мм ток, подводимый к низкоиндуктивному узлу с проволочкой, составлял 1.2 мА. На рис. 1,а представлены характерные для оптимального режима осциллограммы тока, напряжения (за вычетом

Рис. 1. а) Осциллограммы тока, подводимого к проволочке (1) напряжения (за вычетом индуктивной составляющей) (2), импеданса (3). б) Кривые мощности (1) и энергии (2), подводимой к нагрузке, осциллограмма сигнала мягкого рентгеновского излучения (3).



индуктивной составляющей) и импеданса. Индуктивная составляющая напряжения определялась по данным о размерах плазменного канала, полученным с помощью кадровых рентгеновских ЭОП, в предположении протекания измеренного тока по этому каналу. Кривые мощности и энергии, подводимой к нагрузке, представлены на рис. 1,б.



Исследования динамики проволочки, взрывающейся током 1.2 мА, показали, что, как и в экспериментах на уровне тока 0.2 мА [3], сначала формируется плазменный канал, постепенно расширяющийся до $\varnothing 400\text{--}500$ мкм, для которого характерно наличие в районе максимума рентгеновского излучения горячей, прозрачной для собственного излучения плазменной короны, сохраняющей в течение ~ 10 нс достаточно однородную трубчатую структуру, тем самым представляя из себя объект, перспективный для получения индуцированного излучения [7]. Затем, как и в [3], в плазменной короне возникают перегретые кольцевые образования; сжатие плазменного канала в области некоторых из них за время < 10 нс приводит к формированию ГТ. На рис. 2,а представлен момент формирования ГТ при сжатии одного из кольцевых образований, где наблюдается распухание плазменного канала в соседней области, связанное с перетеканием туда вещества из области перетяжки. Минимальный диаметр ГТ, зарегистрированный с помощью интегральной камеры-обскуры, составлял (25–30) мкм, т.е. определялся разрешением методики.

Мягкое рентгеновское излучение плазменного канала испускалось, как правило, в виде двух импульсов: меньшего по амплитуде – на фронте сигнала тока, и большего, имеющего часто многопиковую структуру, – в районе максимума тока (рис. 1,б). Измерения пока-

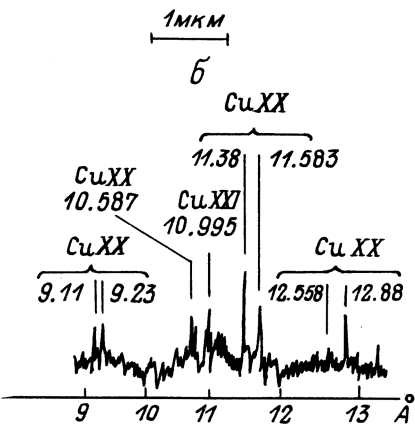
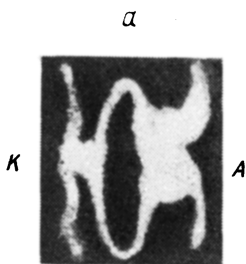


Рис. 2. а) Изображения плазменного канала проволочки, полученные кадровым РЭПом, в момент формирования ГТ. Экспозиция кадра - 4 нс. б) Обзорный спектр излучения плазменного канала взорванной проволочки.

зали, что радиационные потери, мало изменяющиеся при переходе от двадцати к пятидесятимикронной проволочке, определяются диапазоном $0.9 \leq E_{h\nu} \leq 1.4$ кэВ и составляют по величине (300 ± 50) Дж. С помощью рентгеновского спектрографа с выпуклым кристаллом из слюды был получен интегральный по объекту обзорный спектр взорванной двадцатимикронной проволочки (рис. 2,б). Из него видно, что определяющая часть линейчатых радиационных потерь обусловлена излучением ионов $Cu XX$ и $Cu XXI$.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать следующие важные выводы.

Оценка на основе полученного из спектра $\langle Z \rangle$ в рамках корональной модели [8] дает температуру короны $T_e \approx 1$ кэВ. Из данных по излучательным способностям [8] и измеренной мощности радиационных потерь находим, что доля нагретых частиц, определяющая энергобаланс, составляет несколько процентов от всей массы проволочки. Это совпадает с оценкой N_i , которую можно сделать, как в [5], из соотношения Беннета $I^2(A) = 3.3 \cdot 10^{-10} \cdot N_i \cdot (1 + \langle Z \rangle) \cdot T$ (эВ) и величина радиационных потерь $Q = n_e \cdot n_i \cdot \pi r^2 \times l \cdot f[T]$, где $f[T]$ берется из [8], в предположении протекания большей части тока по плазменной короне.

Расчеты [9], выполненные для экспериментов с медной двадцатимикронной проволочкой, показывают, что при взрыве током 1.2 мА образуется, как и в экспериментах с токами 0.2 мА [4] и 0.5 мА [5], гетерогенный Z -пинч с горячей плазменной короной, характеризующейся параметрами, близкими к полученным в данном эксперименте.

Поскольку ток в эксперименте фактически на порядок превышал критический ток Брагинского-Пиза, величина которого для плазмы с $\langle Z \rangle \gg 1$ из-за линейчатого излучения, увеличивающего радиационные потери, снижается до 150-200 кА, то можно утверж-

дать, что режим радиационного коллапса по всей длине Z -пинча не реализуется.

Экспериментальных данных недостаточно для ответа на вопрос, реализуется ли этот режим в ГТ. Однако полученный размер ГТ $\sim \sim (20-30)$ мкм, определяемый разрешением методики, показывает, что механизм стабилизации перетяжки [2] до этих размеров не срабатывает; это позволяет сделать оптимистическое предположение о достижимости микронных размеров ГТ при наносекундном сильноточном взрыве проволочек.

В заключение авторы выражают благодарность Л.И. Рудакову за интерес к работе, В.В. Янькову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Яньков В.В. // Препринт ИАЭ № 4218/7. М. 1985. 8 с.
- [2] Сасоров П.В. // Препринт ИТЭФ № 171. М. 1985. 6 с.
- [3] Айвазов И.К., Аранчук Л.Е., Боголюбский С.Л., Волков Г.С. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 41. В. 3. С. 111-114.
- [4] Аранчук Л.Е., Боголюбский С.Л., Тельковская О.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 11. С. 2222-2224.
- [5] Аранчук Л.Е., Боголюбский С.Л., Волков Г.С. и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. В. 11. С. 1324-1328.
- [6] Булан В.В., Грабовский Е.В., Каленский В.Г. и др. // ПТЭ, 1988. № 6. С. 94-96.
- [7] Боголюбский С.Л. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 15. С. 906-909.
- [8] Post D.E., Jensen P.V., Tarter C.V. et al. // PPPL-1352. Princeton, 1977.
- [9] Боброва Н.А., Разинкова Т.И., Сасоров П.В. // Физика плазмы, 1988. Т. 14. В. 9. С. 1053-1060.

Институт атомной энергии
им. И.В. Курчатова

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
с 13 марта 1989 г.