

## ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В Z-ПИНЧЕ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г.С.Саркисов<sup>1)</sup>, Б.Этлишер\*<sup>2)</sup>

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

\* LPMI, Laboratoire du CNRS, Ecole Polytechnique  
91128 Palaiseau, France

Поступила в редакцию 4 сентября 1995 г.

После переработки 6 октября 1995 г.

Предлагается новый метод измерения электронной температуры внутренней области Z-пинча, основанный на лазерном зондировании плазмы. Метод основан на одновременном измерении профилей поглощения и интерференционного набега фазы зондирующего излучения внутри Z-пинча. Показано, что возникающая в экспериментах по лазерному зондированию непрозрачная область пинча связана с поглощением излучения, а не с его рефракцией на поперечных градиентах электронной плотности (как считалось ранее). Рефракция лазерного излучения не превышает угловой апертуры регистрирующей оптики и не может оказать влияния на формирование непрозрачной области на изображении центральной части пинча. Показано, что лазерное излучение прошедшее через Z-пинч, обладает достаточно высокой степенью когерентности, что позволяет провести интерферометрию области поглощения. В экспериментах с Z-пинчами, образованными при взрыве 20 мкм алюминиевой проволоки 50 нс импульсом тока величиной  $\sim 250$  кА, восстановлены значения электронной плотности и электронной температуры для перетяжки пинча  $\sim 1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $\sim 530$  эВ, соответственно.

К настоящему времени разработан целый ряд методов измерения температуры в плазме Z-пинчей. Наиболее широкое распространение получили методы рентгеновской спектроскопии. Достаточно полные обзоры на эту тему можно прочитать в работах [1, 2]. Из лазерных диагностик наибольшее развитие получил метод томпсоновского рассеяния света [3], который позволяет получить информацию о локальных значениях электронной температуры и плотности.

Оригинальный метод измерения электронной температуры плазмы с использованием лазерного излучения был предложен в работе [4]. Для исследования двухкомпонентной сильно взаимодействующей лазерной плазмы с электронными плотностями  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $\sim 2-6$  эВ предлагалось производить одновременное измерение с временным разрешением абсолютного излучения плазмы и поглощения зондирующего лазерного излучения. Однако данный метод измерения имеет серьезные ограничения: распределение температуры в плазме считается однородным, исследуемая плазма должна быть в виде плоского слоя. Столь серьезные ограничения делают предложенный в [4] метод измерения температуры весьма экзотическим и неприменимым к исследованию Z-пинчей.

Методы лазерного зондирования никогда ранее не использовались для получения информации о внутренней области Z-пинча. Связано это с тем, что при зондировании Z-пинчей возникает так называемая "зона непрозрачности" для лазерного излучения. Происходит это из-за трех причин: поглощения лазерного излучения, его рефракции на поперечных градиентах электронной плотности

<sup>1)</sup> e-mail: Sarkisov@ldp.fian.msk.su

<sup>2)</sup> B.Etlicher

и из-за отражения света от критической плотности электронов ( $n_e > 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). Обычно доминировало мнение о преобладании рефракции из-за крутых градиентов электронной плотности, что делало практически невозможным лазерное зондирование центральной области пинча. Единственная возможность в этом случае проникнуть вглубь пинча – использовать для зондирования ультрафиолетовое излучение, так как угол рефракции квадратично зависит от длины волны. Однако в работе [5] было показано, что при зондировании осевой области  $Z$ -пинча, образованного при электрическом взрыве тонких металлических проволочек током 250 кА длительностью 50 нс, на второй гармонике Nd-лазера ( $\lambda = 532 \text{ нм}$ ) доминирует эффект поглощения лазерного излучения. Было измерено, что в области абсорбции происходило уменьшение интенсивности света примерно в 10–20 раз, при этом медная проволочка диаметром 20 мкм оказалась неиспаренной в течении всего первого полупериода тока. Наиболее вероятным при лазерном зондировании  $Z$ -пинчей является обратный тормозной механизм поглощения электромагнитного излучения, при этом коэффициент поглощения  $K$  пропорционален  $n_e^2/T_e^{3/2}$ . Таким образом, одновременные измерения профилей поглощения и интерференционного набега фазы позволяют восстановить локальное распределение электронной температуры в центральной области  $Z$ -пинча (при наличии в ней аксиальной симметрии).

При характерных значениях интенсивности зондирующего лазерного излучения  $\sim 10^7 \div 10^8 \text{ Вт/см}^2$  и параметрах плазмы  $n_e \sim 10^{18} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim 100 \text{ эВ}$ , основным механизмом поглощения света является обратный тормозной механизм (за счет электрон-ионных соударений). Для теплового распределения ионов и максвелловского распределения электронов выражение для коэффициента поглощения имеет следующий вид [6]:

$$K = 8.73 \cdot 10^{-30} \lambda^2 \frac{n_e^2 Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} (1 - n_e/n_c)^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $K$  – коэффициент абсорбции в  $\text{см}^{-1}$ ,  $\lambda$  – длина волны в см,  $n_e$ ,  $n_c$  – плотность электронов и критическая плотность электронов в  $\text{см}^{-3}$ ,  $T_e$  – электронная температура в эВ,  $Z$  – заряд ионов,  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм.

При наличии в исследуемой плазме аксиальной симметрии можно использовать процедуру абелизации для восстановления локального распределения коэффициента поглощения  $K(r)$ . Аналогичная обработка соответствующей интерферограммы позволит восстановить локальное распределение электронной плотности  $n_e(r)$  и, следовательно, используя выражение (1), – локальное распределение электронной температуры  $T_e(r)$ .

Поглощение лазерного излучения, по мере его распространения через плазму связано с локальным коэффициентом абсорбции следующим образом:

$$\ln(I/I_0) = - \int_0^L K dl, \quad (2)$$

где  $I/I_0$  – изменение интенсивности лазерного света после прохождения плазмы,  $L$  – оптическая длина пути.

Для получения радиального распределения электронной плотности необходимо одновременное проведение интерференционных измерений, дающих вели-

чину набега фазы диагностического пучка вдоль линии зондирования:

$$\delta = 4.46 \cdot 10^{-14} \lambda \int^L n_e dl \quad (3)$$

где  $\delta$  - в линиях,  $\lambda$ ,  $L$  - в см,  $n_e$  - в  $\text{см}^{-3}$ .

Для расчета кулоновского логарифма будем пользоваться следующим выражением (для  $T_e < 1 \text{ кэВ}$ ):

$$\ln \Lambda = 23 - \ln(Z n_e^{1/2} T_e^{-3/2}), \quad (4)$$

где  $n_e$  - в  $\text{см}^{-3}$ ,  $T_e$  - в эВ.

Будем считать, что в области перетяжки выполняется условия локально-го термодинамического равновесия. В этом случае для расчета зависимости заряда ионов от электронной плотности и электронной температуры можно воспользоваться приближенным выражением, приведенным в работе [7]:

$$I(Z + 1/2) = T_e \ln(6 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} / n_e), \quad (5)$$

где  $I$  - потенциал ионизации в эВ,  $T_e$  - в эВ,  $n_e$  - в  $\text{см}^{-3}$ .

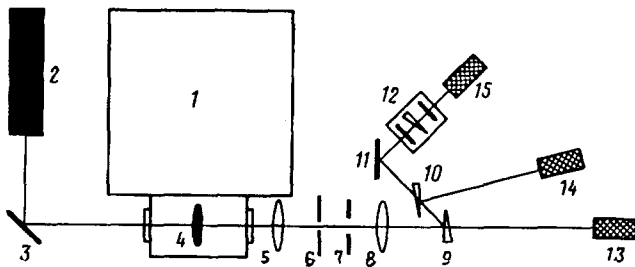


Рис.1. Оптическая схема трехканального диагностического комплекса для измерения температуры в Z-пинчах: 1 - сильноточный генератор GAEL; 2 - Nd:YAG-лазер; 3 - диэлектрическое зеркало; 4 - плазма; 5,8 - линзы; 6 - целевой пространственный фильтр; 7 - визуализирующая диафрагма; 9, 10 - 2° стеклянный клин; 11 - Al зеркало; 12 - поляризационный сдвиговый интерферометр; 13, 14, 15 - CCD камеры абсорбционного, теневого и интерференционного каналов, соответственно

Эксперимент проводился на сильноточном генераторе тока GAEL (Ecole Polytechnique) [8] с параметрами: максимальная сила тока 250 кА, длительность импульса по полувысоте 50 нс, напряжение 0.5 МВ, мощность 0.1 ТВт. В качестве нагрузки использовали алюминиевую проволочку диаметром 20 мкм, помещенную в 10-миллиметровый катодо-анодный промежуток установки. Для зондирования плазмы мы использовали мощный Nd:YAG-лазер (QUANTEL NG-24) с активной модуляцией добротности. Выходная энергия лазера, состоящего из 3 наносекундного генератора и трех усилителей, составляла 1 Дж. Для зондирования плазмы использовали вторую гармонику лазера, получаемую в результате нелинейного преобразования излучения в KDP-кристалле с коэффициентом преобразования 25%. Таким образом, зондирующее излучение имело следующие параметры: длина волны 532 нм, длительность импульса 3 нс и энергия 250 мДж. Разброс в синхронизации лазерного излучения с импульсом тока установки GAEL не превышал 5 нс.

На рис.1 представлен трехканальный диагностический комплекс, позволяющий получать одновременно абсорбционное [9], теневое и интерференционное изображения плазмы. Угловая апертура оптической системы составляла  $\sim 0.2$  рад, пространственное разрешение  $\sim 20$  мкм, временное разрешение  $\sim 3$  нс (временное разрешение зависит от длительности импульса зондирующего лазера). Для координатного совмещения трех изображений использовали визуализирующую диафрагму 7. Изображение плазмы передавалось линзой 5 в плоскость визуализирующей диафрагмы 7, а затем промежуточное изображение плазмы вместе с изображением диафрагмы 7 передавались линзой 8 на фоторегистраторы в абсорбционный 13, теневой 14 и интерференционный 15 каналы.

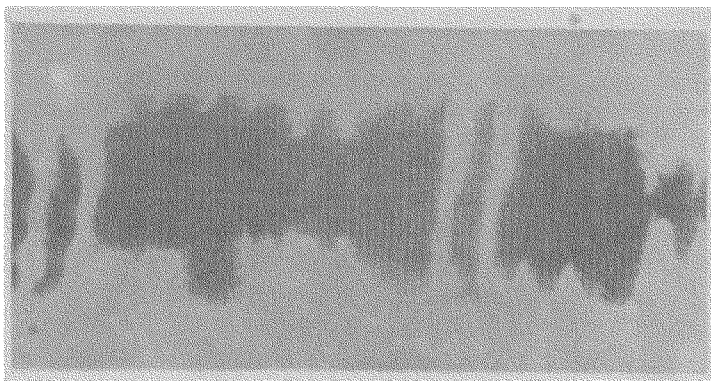


Рис.2. Дифференциальная интерферограмма области абсорбции Z-пинча, полученная в результате наложения двух абсорбционных изображений плазмы сдвинутых друг относительно друга в аксиальном направлении. Вдоль оси интерферограммы виден след от неиспаренной проволоочки

Абсорбционное изображение [5] представляет собой обычное теневое изображение плазмы, полученное при уменьшении в несколько раз нейтральных фильтров перед фотоприемником. При этом область изображения на CCD камере, где лазерный пучок не претерпел абсорбции, находится в насыщении, а центральная область пинча (не прозрачная при обычном теневом фотографировании) оказывается прозрачной для зеленого света. При достаточно большом динамическом диапазоне фотоприемника теневое изображение плазмы будет являться также и абсорбционным. Однако поскольку в нашем случае динамический диапазон фотоприемника был не достаточно большим и внешний вид абсорбционного изображения плазмы существенно отличается от теневого, то в дальнейшем мы будем использовать для такого типа изображений термин "абсорбограмма". Внешний вид абсорбограммы больше напоминает изображение пинча, полученное с помощью камеры-обскуры.

В диагностическом комплексе использовали поляризационный сдвиговый интерферометр 12, состоящий из входного пленочного поляризатора,  $3^\circ$  клина из кальцита и выходного пленочного поляризатора. Клин из кальцита разделяет падающую на него волну на два пучка с ортогональными линейными поляризациями и разводит их по углу. Таким образом, в плоскости регистрации 15 формируются два изображения плазмы, сдвинутые друг относительно друга в радиальном направлении. Благодаря наличию выходного поляризатора, оба

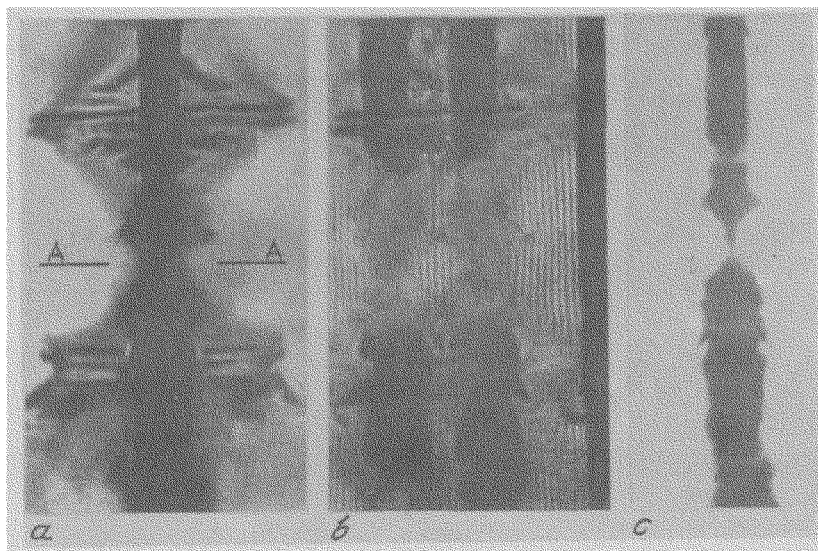


Рис.3. Теневое, интерференционное и абсорбционное изображения  $Z$ -пинча, образованного при взрыве 20 мкм алюминиевой проволоочки. Зондирование производилось через 55 нс после начала тока и за 7 нс до начала рентгеновского излучения. Сила тока составляла 180 кА

пучка имеют одинаковую поляризацию, и в области их наложения возникают равноудаленные интерференционные полосы, перпендикулярные к направлению сдвига. Вращением выходного поляризатора можно изменять соотношение интенсивностей в интерферирующих пучках, что очень важно при проведении интерферометрии зоны абсорбции  $Z$ -пинча.

Для устранения влияния собственного свечения плазмы применялись пространственная и частотная фильтрации излучения. Для пространственной фильтрации использовали узкую  $\sim 1$  мм щель, ориентированную перпендикулярно к оси  $Z$ -пинча. Это позволяло значительно уменьшить уровень собственного свечения плазмы и при этом пропустить к фотоприемнику зондирующее излучение, не претерпевшее рефракцию, а также рефрагировавшее в направлении, перпендикулярном к оси симметрии пинча, вдоль которого ориентированы макроскопические градиенты электронной плотности. Частотная фильтрация производилась при помощи интерференционных фильтров, расположенных перед фотоприемниками. В качестве фотоприемников использовались CCD камеры (Philips NXA1050/05), откалиброванные при помощи ступенчатого ослабителя в свете зондирующего лазера.

Важным является вопрос о степени когерентности лазерного излучения, прошедшего через область абсорбции. Достаточно ли она высока для проведения надежной интерферометрии внутренней области  $Z$ -пинча? Для выяснения этого был проведен специальный эксперимент. Дифференциальная интерферограмма области абсорбции  $Z$ -пинча, полученная в результате наложения двух абсорбционных изображений плазмы сдвинутых друг относительно друга в аксиальном направлении, представлена на рис.2. Это изображение наглядно демонстрирует, что свет, претерпевший абсорбцию в центральной части пинча, обладает достаточно высокой степенью когерентности. Глубина интерференционной модуляции изменялась от  $\sim 90\%$  в отсутствие плазмы до  $\sim 25\%$  после

прохождения света через область абсорбции пинча. Этой степени когерентности вполне достаточно для локализации координат максимумов и минимумов интерференционных полос. Вдоль оси пинча видна тень от неиспарившейся проволоочки.

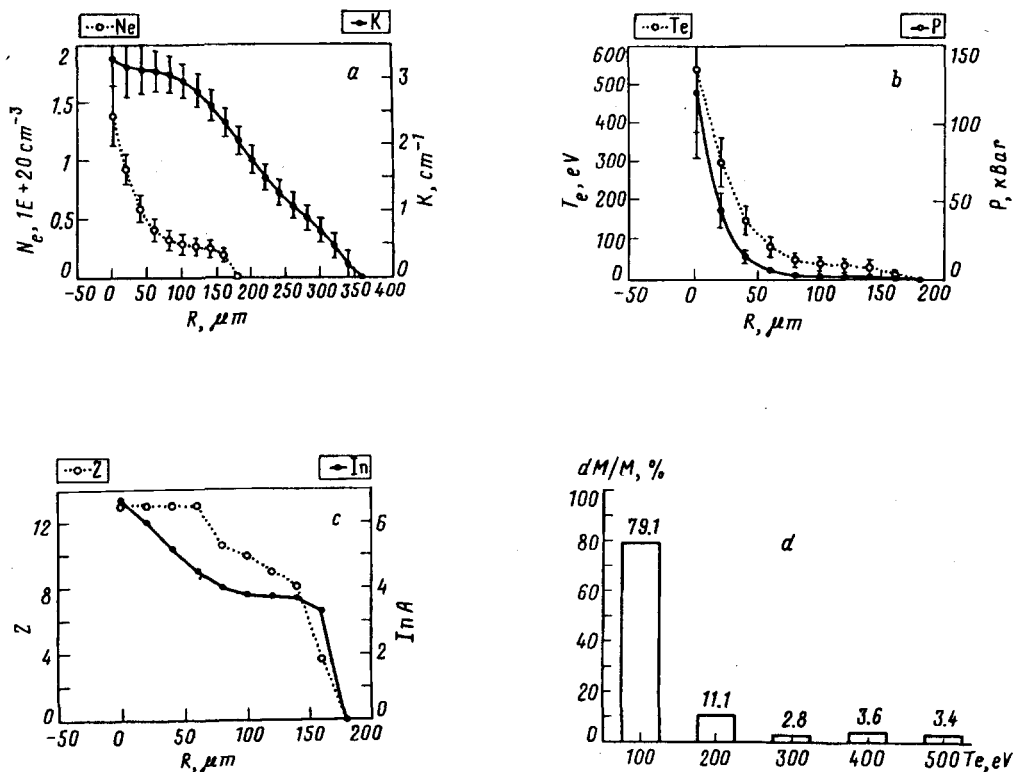


Рис.4. Локальные распределения в перетяжке Z-пинча вдоль сечения А-А коэффициента абсорбции и электронной плотности (а), электронной температуры и теплового давления (б), заряда ионов и кулоновского логарифма (с), а также гистограммы распределения относительной массы плазмы по температурам (д)

На рис.3 представлены тенеграмма, интерферограмма и абсорбограмма Z-пинча, образованного при взрыве 20 мкм алюминиевой проволоочки. Зондирование производилось через 55 нс после начала тока (за 7 нс до начала рентгеновского излучения). В этом выстреле плазма обладала хорошей аксиальной симметрией, а рентгеновское излучение было зарегистрировано в виде одиночного импульса. Для восстановления коэффициента абсорбции достаточно было использовать теневое изображение плазмы, так как весь перепад интенсивности зондирующего излучения не превышал динамического диапазона CCD камеры.

Наибольшая сложность заключалась в восстановлении интерференционного набега фазы в центральной области пинча, поскольку соотношение интенсивностей интерферирующих пучков значительно изменялось в радиальном направлении. Вращением выходного поляризатора в интерферометре добивались того, что на область изображения в одном пучке накладывалась невоз-

мущенная область другого пучка, начальная интенсивность которого была в несколько раз меньше интенсивности в первом пучке. Это, естественно, снижало контраст полос в периферийной части пинча, но при этом обеспечивало приемлемый для регистрации контраст интерференционных полос в области абсорбции. Восстановление набега фазы производилось дифференциальным методом с учетом априорной информации о координатах невозмущенных полос, полученной непосредственно перед выстрелом. Эта процедура позволила свести среднеквадратичную ошибку отклонения полос до уровня 0.05 линии, что весьма важно при измерении малых набегов фазы.

На рис.4 представлены результаты восстановления локальных радиальных распределений в перетяжке  $Z$ -пинча вдоль сечения  $A-A$  коэффициента абсорбции  $K(r)$  и электронной плотности  $n_e(r)$  (рис.5a), электронной температуры  $T_e(r)$  и теплового давления  $p(r)$  (рис.5b), заряда ионов  $Z(r)$  и кулоновского логарифма  $\ln \Lambda(r)$  (рис.5c), а также гистограмма распределения массы пинча по температурам (рис.5d). При восстановлении распределений мы предположили, что в области перетяжки выполняется условие локального термодинамического равновесия. Электронная плотность, температура и давление достигают максимума в центре пинча и равны соответственно:  $n_e = 1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  ( $\pm 20\%$ ),  $T_e = 530 \text{ эВ}$  ( $\pm 30\%$ ),  $p = 0.12 \text{ Мбар}$  ( $\pm 35\%$ ). Линейная плотность тепловой энергии электронов в перетяжке составляет  $\sim 540 \text{ мДж/см}$ . Линейная плотность массы пинча в перетяжке равна  $\sim 0.11 \text{ мкг/см}$  что составляет всего лишь  $\sim 1.3\%$  от линейной плотности массы  $20 \text{ мкм}$  алюминиевой проволоки, составляющей  $\sim 8.5 \text{ мкг/см}$ . Эти данные свидетельствуют о существенном вытеснении массы вдоль оси пинча. По-видимому, такое вытеснение плазмы, в силу вмороженности магнитного потока, должно приводить так же и к вытеснению из перетяжки толка, что было продемонстрировано в работе [10], где было измерено, что сила тока через перетяжку не превышает 2% от силы тока протекающего через высокоплотную область пинча. Из гистограммы на рис.5d видно, что  $\sim 79\%$  массы перетяжки обладает температурой до  $100 \text{ эВ}$  и только  $\sim 3,4\%$  массы обладает температурами в диапазоне  $400-500 \text{ эВ}$ .

Расчет угла рефракции на радиальных градиентах электронной плотности, в плоскости, перпендикулярной к оси симметрии пинча, показал, что величина угла не превышает  $1.3^\circ$ , что существенно меньше угловой апертуры регистрирующей оптики, составляющей  $\sim 10^\circ$ . По-видимому, в нашем случае это наибольший угол отклонения зондирующего излучения, поскольку остальные области плазмы значительно более низкоплотные и соответственно не могут привести к сколь-нибудь значительной рефракции лазерного излучения.

Следует сказать несколько слов о корректности использования для перетяжки  $Z$ -пинча модели локального термодинамического равновесия (ЛТР). Известно, что модель ЛТР дает несколько завышенные значения  $Z$ , чем другие модели равновесия. Это, соответственно, будет давать завышенные значения электронной температуры. Однако сколь велико это завышение? Сравнение расчетов по модели ЛТР и по наиболее корректной ударно-излучательной модели (для оптически прозрачной среды) [11] дает для Al завышение величины заряда ионов  $Z$  не более чем на  $15-20\%$ . Из формулы (1) для коэффициента абсорбции следует, что соответствующее завышение температуры не превысит  $10-15\%$ , что, как видно из графика распределения электронной температуры на рис.5b, находится внутри интервала ошибок измерения. Основные ошибки измерения электронной температуры связаны с измерением набега фазы и

коэффициента абсорбции, с проведением двойной абелизации и, конечно же, с предположением о наличии в плазме аксиальной симметрии.

Таким образом, предложен новый оригинальный метод измерения распределения электронной температуры внутренней области  $Z$ -пинча с высоким пространственным ( $\sim 20$  мкм) и временным ( $\sim 3$  нс) разрешениями. Показано, что угол рефракции зондирующего излучения достаточно мал (не более  $1.3^\circ$ ), и изменение интенсивности света в центральной области пинча связано исключительно с его поглощением. Излучение, прошедшее через центральную область пинча, сохраняет достаточно высокую для интерферометрии степень когерентности. Обработка результатов экспериментов с  $Z$ -пинчем, образованным при взрыве 20 мкм алюминиевой проволоки током 250 кА с длительностью 50 нс, позволила восстановить радиальные распределения параметров плазмы в области перетяжки, максимальные значения которых на момент зондирования составили: электронная плотность  $1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , электронная температура  $\sim 530$  эВ, тепловое давление  $\sim 0.12$  Мбар, линейная плотность тепловой энергии составила  $\sim 540$  мДж/см, а линейная плотность массы  $\sim 0.11$  мкг/см. Предложенная в работе методика позволяет создать двухмерную карту температуры  $Z$ -пинча, а также наблюдать эволюцию температуры в выбранном радиальном сечении с высоким пространственным и временным разрешениями.

Представленные в нашей работе результаты радикально расширяют возможности лазерного зондирования  $Z$ -пинчей. Можно уверенно говорить о "ренессансе" лазерной диагностики плотной плазмы. Использование многоканальных лазерных методов диагностики плотной плазмы позволяет проводить бесконтактные измерения во всем объеме  $Z$ -пинча и восстанавливать с высоким пространственным и временным разрешением локальные распределения: электронной плотности, индукции магнитного поля, силы тока, плотности тока, дрейфовой скорости электронов, магнитного давления [10], а также электронной температуры, зарядности ионов, теплового давления, линейных плотностей массы и тепловой энергии и производных от них величин.

Авторы выражают благодарность S.Attelan и C.Rouille за помощь в проведении экспериментов, а также В.Т.Тихончуку за полезное обсуждение результатов работы.

Выполненная работа была поддержана контрактами ЕС #SC1\*-CT91-0728, ETCA/CEG #420/115/01 и DRET #92/134.

- 
1. V.A.Boiko, A.V.Vinogradov, S.A.Pikuz et al., *J. Sov. Laser Res.* **6**, 85 (1985).
  2. Е.В.Аглицкий, В.В.Вихров, А.В.Гулов и др., *Спектроскопия многозарядных ионов в горячей плазме*, М.: Наука, 1991, с.163-202.
  3. J.Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press, NY, 1975.
  4. K.J.Kearney, A.N.Mostovych, and J.A.Stamper, *Rev. Sci. Instr.* **61**(11), 3596 (1990).
  5. Г.С.Саркисов, Б.Этлишер, С.Ателан, К.Руйе, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 547 (1995).
  6. T.W.Johnston and J.M.Dawson, *Phys. Fluids* **16**, 722 (1973).
  7. Ю.П.Райзер, *ЖЭТФ* **9**, 1124 (1959).
  8. F.Wessel, B.Etlicher, P.Choi, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3181 (1992).
  9. G.S.Sarkisov, B.Etlicher, C.Rouille, and S.Attelan, Preprint LPMI 2987 Ecole Polytechnique, 1994.
  10. Г.С.Саркисов, Б.Этлишер, С.Ателан и др., *Письма в ЖЭТФ* **61**, 471 (1995).
  11. В.И.Орешкин, В.В.Лоскутов, *Излучение плазменного алюминиевого столба*, Препринт N 9 Томского научного центра СО АН СССР, 1990.