

04:07:12

## **Исследование динамики анодной плазмы в магнито-изолированном диоде ионного ускорителя COBRA модифицированным методом лазерной дефлектометрии**

© Б.А. Князев, Дж.Б. Гринли, Д.А. Хаммер, Е.Г. Крастелев,  
М.Е. Куньо

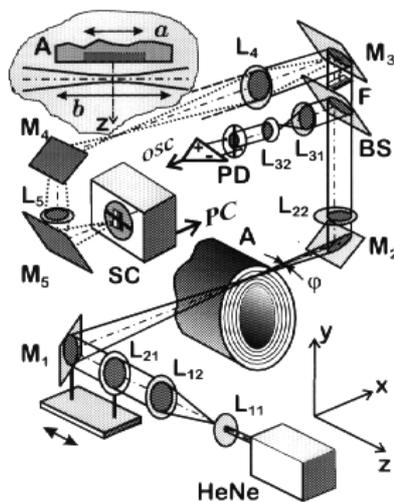
Лаборатория плазменных исследований,  
Корнельский университет, Итака, США  
Новосибирский государственный университет, Новосибирск  
Национальные лаборатории Сандиа, Альбукерк, США

Поступило в Редакцию 22 июля 1996 г.

Разработан и применен в экспериментах новый для измерений отклонения лазерного луча тип оптической системы, с субмикронным разрешением измерен градиент показателя преломления в анодной плазме мегавольтного магнито-изолированного диода мощного ускорителя ионов. Измерено распределение показателя преломления слоя во время импульса и средняя плотность электронов в слое.

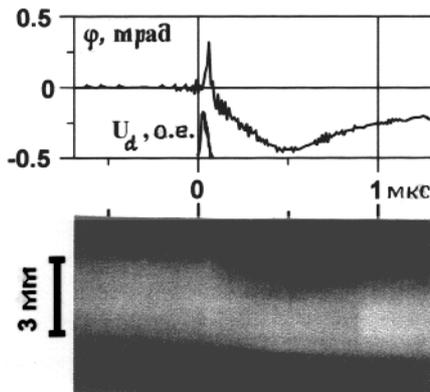
Характеристики анодной плазмы ключевым образом влияют на состав и параметры ионных пучков, генерируемых в мегавольтных диодах с магнитной изоляцией. Тем не менее она до сих пор изучена явно недостаточно ввиду очевидной трудности таких измерений. Одним из достаточно простых, хотя часто требующих для уверенной интерпретации результатов независимых данных, методов исследования пространственного распределения плотности и состава прианодной плазмы является регистрация отклонения (а иногда и деформации) лазерного луча, проходящего сквозь слой параллельно поверхности анода [1]. Для краткости мы будем называть этот метод, широко применяющийся для исследования объектов самой разной природы (см., например, [2,3]), "дефлекторной диагностикой".

Мы разработали систему дефлекторной диагностики (рис. 1) с улучшенным пространственным разрешением и двумя регистрирующими системами для исследования анодного слоя в диоде нового ионного



**Рис. 1.** Схема дефлекторной диагностики с 20-мВт HeNe лазером. Телескопические линзовые системы:  $L_{11}, L_{12}$  ( $k_1 = 6$ );  $L_{21}, L_{22}$  (ахромат) ( $k_2 = 0.8$ );  $L_{31}, L_{32}$  ( $k_3 = 0.45$ ).  $PD$  — квадратный фотодиод с дифференциальным усилителем;  $M_1$ – $M_4$  — зеркала;  $BS$  — 50% светоделитель;  $F$  — фурье-плоскость линзы  $L_{22}$ ;  $L_4$  и  $L_5$  — ахроматические линзы,  $SC$  — электронно-оптический хронограф Hamamatsu C2830;  $A$  — кольцевой алюминиевый анод ускорителя. Врезка — прохождение лазерного пучка вдоль анода через рабочую зону; зона генерации плазмы (указана серым) канавки, заполненные эпоксиной смолой (на рисунке не показаны);  $a = 95$  мм,  $b = 195$  мм.

ускорителя COBRA [4]. В связи с необходимостью перемонтажа анодной камеры ускорителя после каждого импульса и удаленным расположением детекторов (вне радиационной зоны) оптическая система должна быть достаточно длиннофокусной. В соответствии со свойствами гауссовых пучков [5] сфокусировать лазерное излучение в пятно малого диаметра  $2\omega = 2\alpha_L f_{21}/k_1$  ( $2\alpha_L$  — расходимость лазерного луча) при таких условиях возможно только предварительно расширив луч входной телескопической системой. При угловом увеличении телескопа  $k_1 = 6$  и фокусном расстоянии линзы  $f_{21} = 120$  см с учетом формы каустики (см. врезку на рис. 1) мы имели пространственное разрешение 0.3 мм на рабочей длине  $a = 95$  мм.

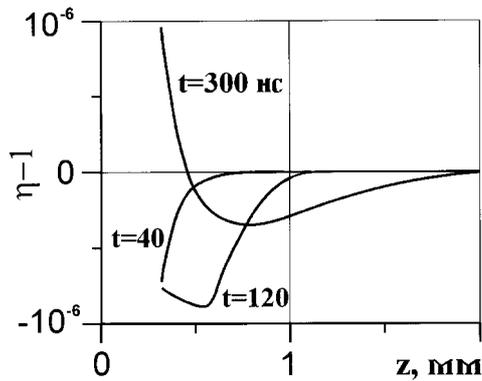


**Рис. 2.** Осциллограмма сигнала с фотодиода и развертка распределения интенсивности лазерного излучения в фурье-плоскости, записанная хронографом, снятые в одном импульсе. Расстояние оси луча от поверхности анода — 0.45 мм, коэффициент увеличения системы  $L_4, L_5$  — 0.8, эффективная ширина щели — 2 нс.  $U_d$  — импульс напряжения на аноде ускорителя.

Пучок, прошедший анодный слой, коллимировался линзой  $L_{22}$  и расщеплялся светоделителем. Отраженный пучок после прохождения третьего телескопа, подгонявшего размер пучка к диаметру фотодиода ( $2r = 14$  мм), регистрировался фотодиодным устройством, позволявшим измерить угол отклонения  $\varphi$  центроида лазерного луча ( $a \ll f_{22}$ ) [5]:

$$\varphi = \frac{k_1 k_2 \pi \omega_{L0}}{2\sqrt{2} f_{22}} \frac{\Delta V}{V_L}, \quad (1)$$

где  $\omega_{L0}$  — радиус пучка на входе в первый телескоп,  $f_{22}$  — фокусное расстояние линзы, а  $\Delta V/V_L$  — относительная величина измеренного сигнала. Описанная система трех телескопов — чрезвычайно гибкая и может быть легко адаптирована к любым экспериментальным конфигурациям. Расположение зеркал  $M_1$  и  $M_2$  и размещение  $M_1$  и  $L_{21}$  на общей платформе дает возможность при перемещении (параксиального) пучка относительно анода ограничиваться подстройкой положения только самого фотодиода. Для обеспечения десятипроцентной линейности сигнала оптическая система должна удовлетворять дополнительному условию  $k_1 k_2 k_3 \leq 2r / ((2k + \pi)\omega_{L0})$  [5]. В условиях наших экспериментов



**Рис. 3.** Зависимость показателя преломления  $\eta$  от  $z$  для трех моментов времени, восстановленная по серии из 12 осциллограмм, полученных при разных расстояниях между лучом и анодом.

минимально детектировавшийся угол (менее 0.1 мрад) определялся уровнем электрических помех.

Типичная осциллограмма сигнала с фотодиода приведена на рис. 2. Положительный пик соответствует отклонению луча от анода, что должно наблюдаться при расширении от анода слоя плазмы. Максимум отклонения наблюдается в конце 80-наносекундного импульса напряжения ( $\sim 800$  кВ) на диоде. Последующий отрицательный пик можно связать с приходом десорбированного газа, хотя возможна и иная интерпретация. Из набора осциллограмм, полученных для разных расстояний между лучом и анодом, была построена серия зависимостей  $\varphi(z; t)$ , интегрируя которые по  $z$  найдем (рис. 3) распределение показателя преломления  $\eta(z)$  вблизи анода:

$$\eta(z) - 1 \simeq \frac{1}{a} \int_{\infty}^z \varphi(z) dz. \quad (2)$$

Видно, что при максимуме напряжения на аноде ( $t \sim 40$  нс) толщина анодного слоя меньше 0.5 мм, а усредненная по пути луча плотность электронов на расстоянии 0.35 мм от анода может быть оценена снизу величиной  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (здесь использовано выражение  $\eta(z) - 1 = \sum_j K_j n_j$ , где  $K_e = -17.95 \cdot 10^{-23} \text{ см}^{-3}/\text{атом}$  для электронов и

$K_H = +0.419 \cdot 10^{-23}$  см<sup>-3</sup>/атом для протонов [1]). Если предположить, что в момент  $t = 300$  нс сигнал определяется только нейтральным водородом, то на том же расстоянии  $n_H \sim 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Регистрация распределения прошедшего слой луча по поперечным пространственным частотам, которую в описанной системе можно осуществить одновременно с измерением отклонения фотодиодом (последний способ, конечно, намного чувствительней), существенно расширяет объем получаемой информации. В наших экспериментах распределение интенсивности лазерного излучения в фурье-плоскости (задняя фокальная плоскость линзы  $L_{21}$ ) отображалось линзами  $L_4$  и  $L_5$  на входную щель электронно-оптического хронографа и разворачивалось во времени (рис. 2, внизу). Видно, что спектр по пространственным частотам хорошо коррелирует с осциллограммой. Распределение интенсивности отклоненного вниз луча несколько несимметрично. Если бы в разложении показателя преломления в степенной ряд можно было ограничиться членом второго порядка малости, то распределение по  $z$  интенсивности в фурье-плоскости линзы  $L_{22}$  было бы симметричным:

$$\frac{dP(0, z)}{dz} = \frac{2P_L \Delta_y}{\pi \omega_b^2 \gamma} \exp \left\{ -\frac{2(af\eta' - z)^2}{\omega_b^2 \gamma^2} \right\}, \quad (3)$$

где  $P_L$  — мощность лазера,  $\gamma = (1 + k^2 a^2 \eta^2 \omega^4 / 4)^{1/2}$ , а  $\omega_b = 2f/k\omega$ . Иными словами, в таком случае пучок смещается, но остается гауссовым с шириной  $\omega_b \gamma$ . Наблюдаемый нами эксцесс означает, что изменение  $\eta(z)$  в пределах луча есть функция более высокого порядка.

В принципе, путем решения некорректной обратной задачи можно вычислить  $\eta(z)$  для нашей геометрии. Более перспективной, однако, представляется возможность определения  $\eta(z)$  за один импульс, используя широкий (захватывающий всю ширину анодного слоя) пучок с одновременной записью распределений его интенсивности на выходе из слоя (передняя фокальная плоскость) и в задней фокальной плоскости линзы  $L_{22}$ . В этом случае, по крайней мере для некоторых видов распределений, путем некоторой итерационной процедуры [6] может быть реконструировано распределение фазы луча на выходе из слоя (а следовательно, и  $\eta(z)$ ). Это требует небольшой модификации оптической системы для одновременной проекции на щель хронографа обеих вышеуказанных плоскостей.

Авторы благодарят Ф. Линдхольма за помощь в эксперименте, а А.Н. Матвеевко и В.С. Черкасского за полезные обсуждения. Работа была поддержана грантом Sandia National Laboratories AF-1660. Некоторые аспекты описанной диагностики были отработаны на установке КАТРИОН при финансовой поддержке Миннауки России (рег. номер 06–06), гранта ГКВШ 95–0–5.2–185 и программы "Университеты России".

## Список литературы

- [1] *Cuneo M.E., Lockner T.R., Tisone G.C.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1991. V. 19. N 5. P. 800.
- [2] *Долгов-Савельев Г.Г., Князев Б.А., Фокин Е.П.* // Журнал прикладной спектроскопии. 1974. Т. 20. № 5. С. 805.
- [3] *Enloe C.L., Gilgenbach R.M., Meachum J.S.* // Rev. Sci. Instrum. 1987. V. 58. N 9. P. 1597.
- [4] *Smith D.L., Ingverson D., Bennet L.F. et al.* // Proc IEEE Pulsed Power Conference. 1995. (to be published).
- [5] *Knyazev B.A., Greenly J.B., Hammer D.A.* Refractive index gradient diagnostics: Analysis of different optical systems and application to intense ion beam diode studies (Report of Laboratory of Plasma Studies LPSO1-96, Cornell University) Ithaca, 1996.
- [6] *Fienup J.R.* // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 15. P. 2758.