

02:04:12

©1993 г.

## РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОИОНИЗАЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПЛОТНОСТИ АТОМОВ ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

*В.И.Гладущак, В.К.Гусев, М.Ю.Кантор, Ю.В.Петров,  
Г.Т.Раздобарин, В.В.Семенов, С.Ю.Толстяков*

В настоящее время для измерения пространственного распределения атомов в плазме применяется известный метод резонансной флюоресценции. В измерениях локальной плотности нейтрального водорода в высокотемпературной плазме используются лазеры на красителях для возбуждения переходов бальмеровской серии  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  [1,2].

В наших последних экспериментах был развит новый диагностический подход, основанный на девозбуждении атомных переходов под воздействием процессов фотоионизации. Для определения концентрации возбужденных атомов в плазме регистрируется импульсное уменьшение спонтанного излучения с ионизируемого лазером уровня. Предложенная диагностика формально имеет много общего с флюоресцентной и позволяет производить локальные измерения плотности частиц с высоким пространственным разрешением. Вместе с тем метод обладает рядом преимуществ.

Во-первых, он позволяет избежать очевидных сложностей флюоресцентной диагностики, связанных с точной настройкой лазера на частоту перехода. Один и тот же лазер с фиксированной частотой позволяет измерять концентрацию атомов одновременно в нескольких возбужденных состояниях. Во-вторых, благодаря большой разности частот зондирующего и спонтанного излучения довольно просто решается задача подавления паразитного рассеянного света.

Для реализации предложенного метода параметры зондирующего излучения должны удовлетворять следующим условиям. Необходимо, чтобы энергия фотона превышала энергию ионизации атома в соответствующем возбужденном состоянии. Так, энергии кванта рубинового лазера достаточно для ионизации атомов водорода, начиная с уровня с главным квантовым числом  $n = 3$ , неодимового — с уровня  $n = 4$ . Кроме того, плотность мощности зондирующего пучка должна обеспечивать существенное опустошение ионизируемого уровня. В этом случае регистрируемый сигнал перестает зависеть от интенсивности лазерного излучения. В условиях насыщения существенно упрощается интерпретация полученных экспериментальных результатов. Насыщение сигнала важно для реализации максимальной чувствительности метода. В стационарном состоянии порог насыщения достигается в условиях, когда скорость ионизации приближается к полной скорости релаксационных процессов, включающих радиационный распад и электронные столкновения. При равенстве указанных скоростей

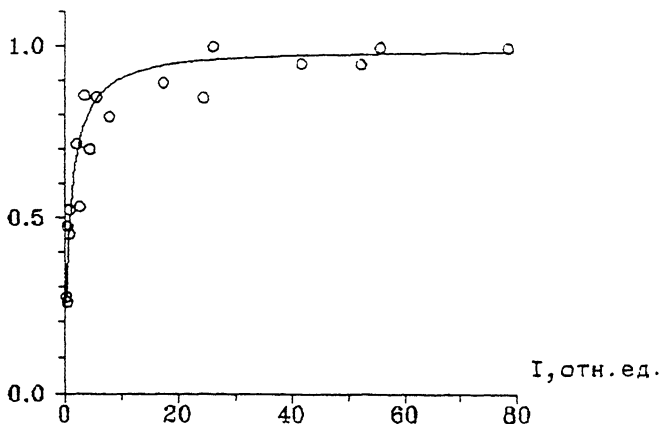
$W, \text{МВт/см}^2$ 

Рис. 1. Кривая насыщения. По горизонтальной оси — плотность мощности лазерного излучения.

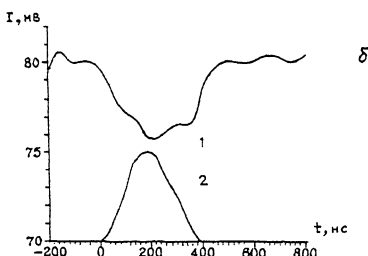
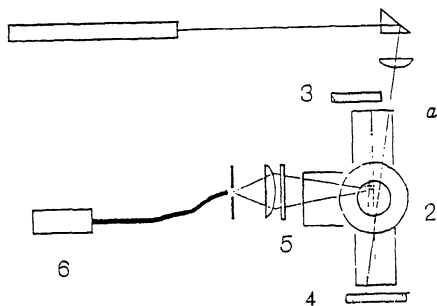
пороговая плотность потока оказывается равной:

$$\Phi_{\text{порог}} = h\nu \cdot (A/\sigma_{\text{ион}}) \cdot \alpha, \quad (1)$$

где  $A$  — сумма вероятностей излучательных переходов с верхнего уровня,  $\sigma_{\text{ион}}$  — сечение ионизации,  $\alpha$  — коэффициент, учитывающий уменьшение времени жизни возбужденного состояния под влиянием процессов тушения электронным ударом.

Для выбранного уровня водорода с главным квантовым числом  $n = 4$  сечения ионизации излучением рубинового и неодимового лазеров равны  $0.36 \cdot 10^{-17}$  и  $1.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  [3], которым соответствуют пороговые плотности потока 2.5 и 0.5 МВт/см<sup>2</sup>. Для этих оценок учитывался только радиационный распад четвертого уровня ( $\alpha = 1$ ), что справедливо для низкоплотной плазмы с концентрацией электронов меньше  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для более высоких концентраций ( $\alpha > 1$ ) пороговая плотность потока увеличивается до нескольких МВт/см<sup>2</sup>. Заметим, что близкие параметры излучения используются в диагностических экспериментах по томсоновскому рассеянию. Это делает возможным объединение обеих диагностик в единый комплекс.

В экспериментах на токамаке ФТ-1 были опробованы два типа лазеров, используемых для томсоновского рассеяния — рубиновый и неодимовый. Для проверки эффекта насыщения наблюдалось собственное свечение плазмы на линии  $H_{\beta}$  вдоль зондирующего пучка. На катод фотоумножителя проецировался объем плазмы вдоль хорды длиной 30 см, облучаемый лазером. Для выделения линии  $H_{\beta}$  использовался интерференционный светофильтр с полосой пропускания  $\sim 20 \text{ \AA}$ . Зависимость амплитуды наблюдаемого сигнала от интенсивности пучка Nd лазера отражает кривая насыщения, приведенная на рис. 1. Сплошная линия показывает ожидаемую зависимость для случая, когда насыщающая плотность мощности равна 1 МВт/см<sup>2</sup>. Сильный эффект насы-



**Рис. 2.** *a* — схема эксперимента с Rb лазером. 1 — Rb лазер; 2 — токамак; 3, 4 — сферические зеркала многопроходной системы зондирования, 5 — интерференционный светофильтр, 6 — фотоумножитель.

*б* — осциллограммы регистрируемого сигнала (1) и зондирующего лазерного импульса (2).

щения наблюдался также для рубинового лазера, когда плотность мощности превышала  $10 \text{ МВт/см}^2$ .

Описанная выше диагностика использовалась для определения плотности нейтрального водорода в омическом разряде токамака ФТ-1. Основные параметры токамака: большой радиус — 62.5, малый — 15 см, концентрация электронов в центре плазменного шнура —  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температура — 400 эВ. Измерения были выполнены на расстоянии 12 см от оси разряда в сечении газового напуска. Излучение плазмы под углом  $90^\circ$  к лазерному пучку собиралось объективом в телесном угле  $4 \cdot 10^{-3}$  ср и направлялось с помощью световода на фотоумножитель. Отрезок лазерного пучка высотой 2.5 см проецировался на входную щель световода. Полное пропускание оптического тракта составляло около 10%.

В экспериментах с рубиновым лазером (рис. 2, *a*) применялась оптическая схема томсоновской диагностики с многопроходной системой зондирования, описанной в работе [4]. Многократное прохождение лазерного зондирующего луча внутри плазменного объема позволило расширить поперечное сечение пучка от  $5 \cdot 5$  до  $5 \cdot 20 \text{ мм}^2$ , увеличить полную длительность импульса до 200 нс. Увеличение сечения пучка и длительности лазерного импульса дало выигрыш в величине детектируемого сигнала на порядок в условиях насыщения. В экспериментах использовался многоимпульсный режим генерации лазера из 4–5 импульсов за время около 1 мс.

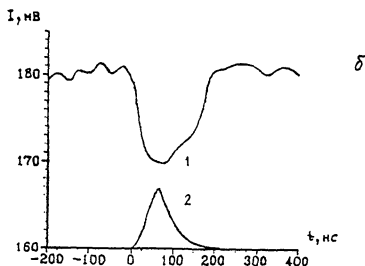
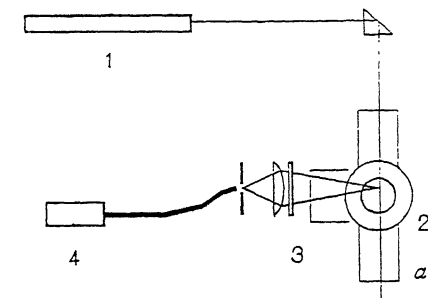


Рис. 3. *a* — схема эксперимента с Nd лазером. 1 — Nd лазер, 2 — токамак, 3 — интерференционный светофильтр, 4 — фотоумножитель.

*б* — осциллограммы регистрируемого сигнала (1) и зондирующего лазерного импульса (2).

Усредненный по импульсам регистрируемый сигнал на линии  $H_{\beta}$  показан на рис. 2, *б*.

В экспериментах с использованием Nd лазера оказалось возможным применить наиболее простую схему зондирования плазмы. Широкий параллельный пучок света ограничивался только сечением входных патрубков размером  $40 \cdot 20 \text{ мм}^2$  (рис. 3, *a*). Осциллограмма регистрируемого сигнала на линии  $H_{\beta}$  представлена на рис. 3, *б*.

Результаты, представленные на рис. 2, *б* и 3, *б*, относятся к плазме с концентрацией невозбужденных атомов водорода  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Наблюдаемое на осциллограммах отношение сигнал/шум позволяет предположить, что уверенная регистрация сигнала возможна при снижении плотности водорода по крайней мере на порядок.

В настоящее время на токамаке ФТ-1 готовятся эксперименты по измерению радиального распределения плотности атомов водорода. Предпочтение отдано Nd лазеру ввиду большего сечения ионизации, а также более эффективному подавлению паразитного рассеянного света. Ожидается, что многоимпульсный режим генерации лазера (до 100 импульсов за 2 мс), а также применение более светосильной собирающей оптики увеличат чувствительность метода более чем на два порядка.

## Список литературы

- [1] *Razdobarin G.T., Semenov V.V. et al.* // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 1439.
- [2] *Gohil P., Kolbe G., Forrest M. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. V. 16. P. 333.
- [3] *Barnet C.F., Ray J.A., Thompson J.C.* ORNL-3113. 1964. P. 163.
- [4] *Akatova T.Yu., Bulyginsky D.G. et al.* // Proc. 17 EPS Conf. on Contr. Fus. and Plasma Heat. Amsterdam, 1990. V. 4. P. 1684.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
12 мая 1993 г.

---