

04:07:12

## **Возможность квазинепрерывного измерения эволюции электронной температуры плазмы с помощью метода томсоновского рассеяния**

© М.Ю. Кантор

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 22 мая 1997 г.

Предлагается способ повышения частоты измерений электронной температуры плазмы методом томсоновского рассеяния вплоть до ста кГц. В стационарных условиях разряда подход позволяет на три порядка поднять чувствительность диагностики. Приведено экспериментальное подтверждение возможностей метода.

### **1. Введение**

В исследованиях плазмы существует потребность в многократных измерениях электронной температуры с высокой частотой повторения. Она возникает при изучении быстрых переходных процессов в плазме крупных токамаков (например,  $L-H$  переход, внутренний срыв), в измерениях на плазменных установках с малым временем разряда, а также в ряде диагностических методик. Главное препятствие в выполнении таких измерений с помощью метода томсоновского рассеяния — отсутствие подходящих многоимпульсных зондирующих лазеров. Развитие томсоновской диагностики в этом направлении может быть связано с режимом свободной генерации лазера, который отличается высокой частотой повторения лазерных импульсов. По сравнению с режимом модулированной добротности в нем также значительно увеличивается энергия излучения за счет снижения потерь в резонаторе и повышения допустимой плотности энергии излучения за счет снижения потерь в резонаторе и повышения допустимой плотности энергии излучения на оптических элементах.

## 2. Режим свободной генерации зондирующего лазера

Возможность реализации этих преимуществ в томсоновском рассеянии открывается лазерным внутриврезонаторным и многопроходным зондированием плазмы [1,2]. На рис. 1 изображена оптическая схема предлагаемой системы. Активный элемент (3) помещен в резонатор, образованный глухим зеркалом (1) и многопроходной системой, состоящей из двух вогнутых зеркал (5, 6) и фокусирующей линзы (4). Между зеркалами многопроходной системы расположена камера токамака (7). Объектив (2), составленный из положительной и отрицательной линз, служит для уменьшения расходимости лазерного пучка.

Излучения лазера в свободной генерации имеет хаотический характер. Однако, средняя интенсивность излучения  $I$  и частота следования импульсов  $\nu$  определяются накачкой, свойствами резонатора и активного элемента (см., например, [3]). Плотность энергии излучения в импульсе находится как  $\omega_P = I/\nu$ . Эти величины хорошо воспроизводятся от выстрела к выстрелу. Для трехуровневого лазера они равны:

$$I = (\omega_S/\tau_S)^*(P-1)^*\alpha/\gamma, \quad \nu = (\alpha(P-1)/2\tau_S\tau_R)^{1/2}/\pi,$$

$$\omega_P = (\pi\omega_S/\gamma)^*(2\tau_R(P-1)\alpha/\tau_S)^{1/2}, \quad \alpha = \sigma N_{Cr}l. \quad (1)$$

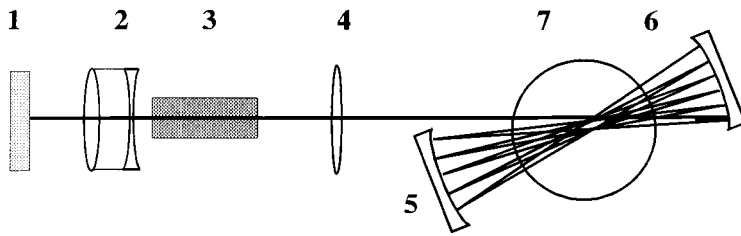
Здесь  $\omega_S$  — плотность энергии насыщения рубина,  $\tau_S$  — время жизни верхнего лазерного уровня,  $P$  — превышение мощности накачки над порогом,  $N_{Cr}$  — концентрация ионов Cr в кристалле,  $l$  — длина активного элемента,  $\gamma$  — полные логарифмические потери излучения в резонаторе,  $\tau_R$  — время двойного прохода в резонаторе. Для четырехуровневого лазера аналогичные величины принимают вид:

$$I = (\omega_S/\tau_S)^*(P-1); \quad \nu = (\gamma(P-1)/2\tau_S\tau_R)^{1/2}/\pi;$$

$$\omega_P = \pi\omega_S(2\tau_R(P-1)/\tau_S\gamma)^{1/2}. \quad (2)$$

Интенсивность излучения в отдельном импульсе свободной генерации от 3 до 10 раз превышает средний уровень. После выхода из активного элемента оно усиливается в многопроходной системе. Если логарифмические потери при  $N$  проходах луча между зеркалами (5) и (6) равны  $\gamma_{MPS}$ , то усиление излучения составит

$$N_{\text{eff}} = (1 - \exp(-\gamma_{MPS})) / (1 - \exp(-\gamma_{MPS}/N)). \quad (3)$$



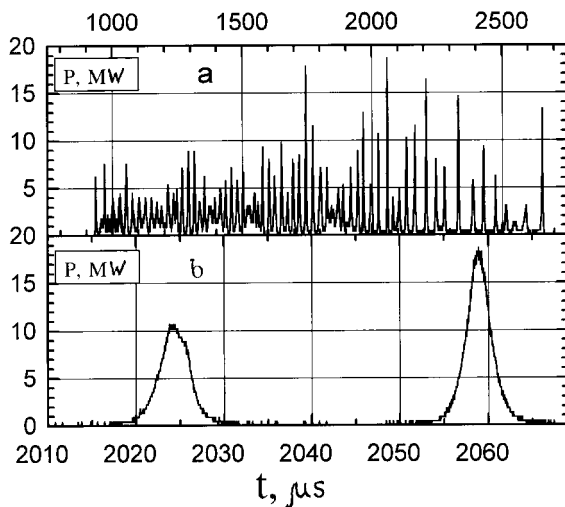
**Рис. 1.** Оптическая схема лазерного зондирования. 1 — 100% зеркало, 2 — корректирующий объектив, 3 — активный элемент, 4 — фокусирующая линза, 5, 6 — зеркала многопроходной системы, 7 — плазма.

Оценим параметры излучения в этой системе для типичного рубинового лазера с  $\alpha = 10$ ,  $P = 4$ , длительностью генерации 2 мс и апертурой активного элемента  $2 \text{ см}^2$ . При 30 проходах луча и  $\gamma = 0.5$  усиление излучения  $N_{\text{eff}} = 24$ . При расстоянии между зеркалами равным 2 м, величина  $\tau_R$  составит около 200 нс. В этом случае средняя мощность зондирования будет 2.8 МВт: частота следования импульсов 50 кГц и энергия в импульсе 58 Дж. Такие параметры излучения делают возможным использования режима свободной генерации в томсоновской диагностике плазмы.

### 3. Экспериментальные результаты

Проверка метода проводилась с помощью системы зондирования, состоящей из рубинового стержня длиной 240 мм и многопроходной системы из двух зеркал радиусом кривизны 1000 мм и диаметром 120 мм [2]. Поверхности всех оптических элементов, кроме торцов рубина, были просветлены. Из-за отсутствия информации о лучевой стойкости данного кристалла в режиме свободной генерации интенсивность излучения в активном элементе была ограничена на заведомо безопасном уровне  $1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ . Для элементов высокого качества такое ограничение может быть снято.

Потери излучения в резонаторе составляли 33% без учета рассеяния излучения в рубине и потерь в многопроходной системе. Последние весьма существенно сказываются на эффективности зондирования. По-

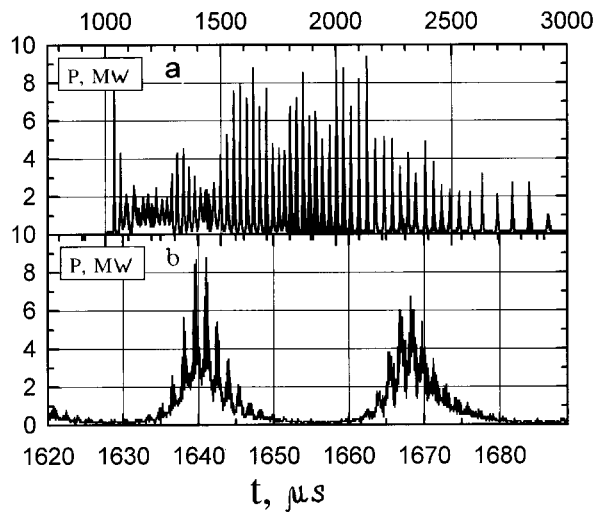


**Рис. 2.** Генерация лазера при низких потерях излучения в многопроходной системе. *a* — общий вид, *b* — характерные импульсы  $U_{\text{НАК}} = 3.6 \text{ кВ}$ .

этому в работе изучалась генерация в случае малых и повышенных потерь в многопроходной системе. В первом случае поглощалось менее 1% излучения за один проход между зеркалами, что обеспечивало возврат в активный элемент до 80% излучения при 30 проходах луча и усиление энергии зондирования в 25 раз ( $N_{\text{эф}} = 25$ ) [2]. При 4% потерях после 24 проходов из многопроходной системы возвращалось третья часть излучения и  $N_{\text{эф}}$  было равно 15.

На рис. 2 и 3 показана лазерная генерация в этих случаях. Ее параметры хорошо согласуются с оценками (1). Частота следования импульсов в обоих случаях близка к 30 кГц. В первом случае энергия зондирования в импульсе составляет около 50 Дж, во втором она снижается до 25 Дж. Полная энергия зондирования составляла соответственно 3200 и 1500 Дж. В случае высоких потерь излучения уровень накачки потребовалось повысить на 80%.

Несмотря на то, что система зондирования не была в достаточной степени оптимизирована для режима свободной генерации в экспериментах получены высокие параметры зондирующего излучения. Экс-



**Рис. 3.** Генерация лазера при высоких потерях излучения в многопроходной системе. *a* — общий вид, *b* — характерные импульсы  $U_{\text{НАК}} = 4.8$  кВ.

трапояция экспериментальной зависимости параметров генерации от энергии накачки показывает, что снятие ограничения на интенсивность пучка увеличивает энергию зондирования до 7 кДж и частоту генерации импульсов до 50 кГц. При оптимизации системы возможно повышение энергии в отдельном импульсе до 100 Дж и частоты до 100 кГц. Для широкого круга задач физики плазмы это означает возможность квазинепрерывных измерений электронной температуры.

#### 4. Погрешность измерения электронной температуры

Как видно, энергия зондирования в отдельном лазерном импульсе на порядок больше, чем в традиционных системах томсоновской диагностики. Однако, мощность зондирования оказывается на порядок ниже типичных значений. Поэтому она, наряду с фотодетекторами, используемыми для регистрации рассеяного света, определяет в значительной мере погрешность измерений температуры.

При зондировании плазмы рубиновым лазером используются фотомножители. В этом случае погрешность измерения температуры зависит главным образом от среднего числа фотонов  $N_s$ , собранных в спектральном канале, квантовым выходом ФЭУ  $\eta$  и отношением  $K$  фонового свечения плазмы к потоку рассеянного излучения:

$$\delta T/T \sim ((1 + 2K/\eta N_s)^{1/2}). \quad (4)$$

В этой области спектра при 10 МВт мощности зондирования свечение плазмы будет одного порядка с рассеянным излучением. Если пропускание системы сбора излучения составляет 25%, то при концентрации  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , из плазменного объема размером 1 см в телесном угле 0.003 стер от лазерного импульса с энергией 50 Дж в спектре рассеяния соберется  $3 \cdot 10^5$  фотонов. Модельные расчеты показывают, что при использовании ФЭУ с фотокатодом S20, квантовый выход которого меняется от 3 до 10% в диапазоне от 700 до 600 нм, погрешность измерения температуры будет 5% при уровне фонового излучения плазмы  $K = 1$ . С изменением свечения плазмы погрешность измерений меняется согласно (4), оставаясь на 10% уровне даже при десятикратном превышении фона над сигналом рассеяния.

При зондировании плазмы с помощью лазера на стекле, активированном неодимом, для регистрации рассеянного излучения используются лавинные фотодиоды, имеющие высокий квантовый выход в инфракрасной области спектра. В отличие от ФЭУ они обладают заметным вунтренным шумом порядка  $10^{-13} \text{ Вт}/(\text{Гц})^{1/2}$ . При регистрации микросекундных сигналов рассеяния в полосе частот несколько мегагерц их чувствительность находится на уровне нескольких тысяч фотонов в микросекунду. Это ограничивает применение неодимового лазера при низкой плотности плазмы, несмотря на слабый уровень ее свечения в инфракрасной области. При высокой плотности этот лазер будет обладать определенными преимуществами, благодаря значительно более эффективному преобразованию энергии накачки в излучение.

Предлагаемая система открывает новые возможности для метода томсоновского рассеяния. Прежде всего это — детальное изучение быстрых переходных процессов в плазме. В стационарных условиях разряда, при накоплении сигналов рассеяния за время свободной генерации лазера, новая система применю на три порядка величины повышает чувствительность диагностики. С применением периодической импульсной

накачки лазера эти возможности дополняются измерениями эволюции электронной температуры плазмы на большем временном масштабе с частотой десятки герц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 97-02-18084.

### Список литературы

- [1] *Kantor M.Yu., Kouprienko D.V. et al. 23rd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Kiev. 1996. v. III. p. 1100.*
- [2] *Кантор М.Ю., Куприенко Д.В. // Письма в ЖТФ. 1997. т. 23. В. 8. С. 65.*
- [3] *О. Звелто. Физика лазеров, М.: Мир, 1979.*