

УДК 533.9.082.5

ПОЛИХРОМАТОР НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

© 1997 г. П. И. Мельников, П. В. Денисенко, А. Ф. Ровенских

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН"

Россия, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11

Поступила в редакцию 31.07.96 г.

После доработки 20.01.97 г.

Полихроматор на основе отражательных интерференционных фильтров предназначен для анализа спектра томсоновского рассеяния лазерного излучения на горячей плазме. Контрастность полихроматора $>10^8$. Важной особенностью прибора является почти полное использование подаваемого на вход излучения. Применение прибора в эксперименте по исследованию плазмы с высокой (~ 1 кэВ) электронной температурой продемонстрировало простоту и надежность измерений.

При работе с плотной (10^{14} – 10^{17} см $^{-3}$) плазмой наиболее надежным и достоверным способом измерения температуры и концентрации является диагностика по томсоновскому рассеянию (см., например, [1, 2]). Обусловленный эффектом Доплера сдвиг частоты света, рассеянного на движущемся электроны, составляет $\Delta\omega = \Delta k \cdot V$, где V – вектор скорости электрона, а Δk – разность волновых векторов рассеянного и падающего излучения ($\Delta k = 2k \sin(\theta_{\text{рас}}/2)$). Таким образом, по спектру рассеянного излучения можно судить о функции распределения электронов по скоростям и при этом получить необходимые усредненные величины: температуру и концентрацию. Видно, что сдвиг по частоте тем больше, чем больше угол рассеяния $\theta_{\text{рас}}$, поэтому для исследования относительно холодных электронов обычно используются системы 90-градусного рассеяния, а для работы с горячими – системы приема рассеянного излучения под малыми углами.

Традиционно спектр рассеянного света анализируется с помощью решеточных монохроматоров, что вполне приемлемо при работе с 90-градусными системами. Однако при переходе на малые углы малость сечения томсоновского рассеяния в сочетании с близостью системы сбора излучения к оси лазерного луча приводит к тому, что сигнал, возникающий из-за паразитных отражений от элементов конструкции, может на порядки превышать полезный. Это налагает особенно жесткие требования на контрастность используемого спектрального прибора. Например, монохроматор МДР-2 с контрастностью $\sim 5 \cdot 10^2$ может быть использован в 90-градусной системе рассеяния [3], но не подходит для систем малоградусного рассеяния [4]. "Тройной" (содержащий в себе три МДР-2) монохроматор с контрастностью $(5 \cdot 10^2)^2$, помимо сложной конструкции и жестких требований к юстировке, имеет малый коэффициент пропускания. До регистрирующего ф.э.у. доходит $<10\%$ света, подаваемого на вход прибора.

Сравнительно недавно появились узкополосные высококонтрастные интерференционные фильтры. На их основе стала возможной разработка полихроматоров нового типа. Конструкция одного из таких приборов (с контрастностью $\sim 10^7$) приведена в работе [5]. На основе аналогичных фильтров мы спроектировали и изготовили высококонтрастный ($\sim 10^8$) полихроматор, который прост по конструкции, легко юстируется и имеет низкую стоимость.

В полихроматоре использованы отражательные интерференционные фильтры фирмы "BARR ASSOCIATIONS, INC." с полосой пропускания от 1 до 7 нм и контрастностью на уровне 10^4 – 10^5 . Аппаратные функции коэффициента пропускания этих фильтров близки к прямоугольным [6].

Интерференционные фильтры имеют две существенные особенности. При падении светового луча под углом к нормали поверхности фильтра аппаратные функции пропускания сдвигаются в синюю спектральную область пропорционально квадрату этого угла. Так, для используемых нами фильтров при угле падения луча 8° этот сдвиг составляет 2.3 нм относительно паспортных (снятых при нормальном падении). Другой особенностью является уменьшение контрастности фильтров с ростом угла падения. Контрастность наших фильтров практически не меняется вплоть до углов $\sim 15^\circ$, однако катастрофически падает при угле падения $> 22^\circ$ [6]. Этот эффект ставит жесткое ограничение на допустимый в полихроматоре уровень диффузно рассеянного света.

При разработке полихроматора мы, прежде всего, старались достичь максимально возможной контрастности (равной контрастности фильтров) и наибольшей светосилы прибора. Основное отличие нашего полихроматора от прибора, описанного в [5], заключается в отсутствии между фильтрами каких-либо оптических элементов, которые

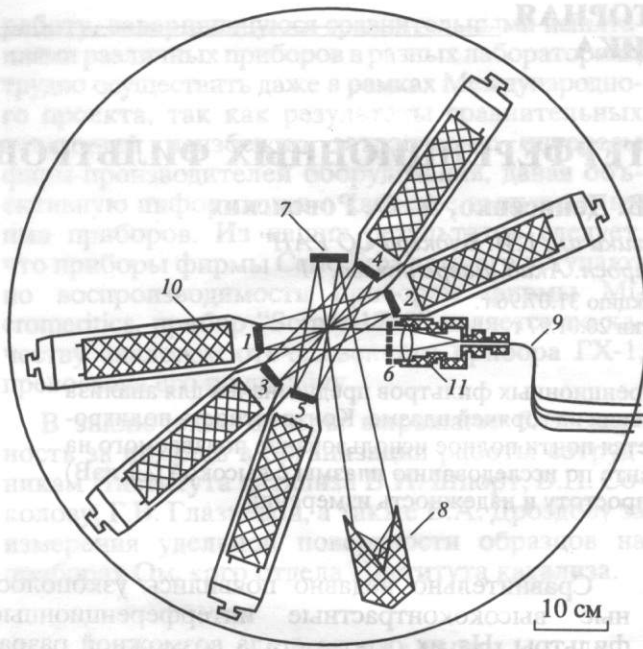


Рис. 1. Фильтровый полихроматор: 1–5 – интерференционные фильтры; 6 – дополнительный интерференционный фильтр; 7 – стеклянный поглощающий фильтр СС-15, 3 мм; 8 – конусная ловушка; 9 – световоды; 10 – ф.э.у.; 11 – объектив.

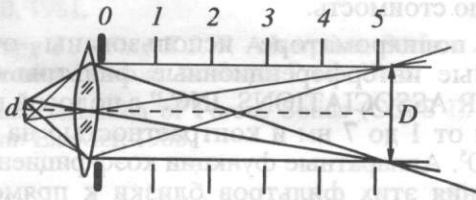


Рис. 2. Схема формирования светового пучка в полихроматоре. Цифрами 1–5 обозначены оправки фильтров, 0 – диафрагма объектива.

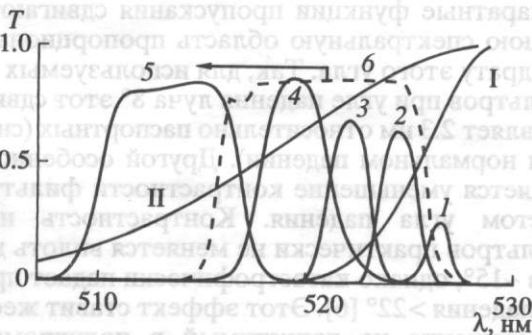


Рис. 3. Реальные коэффициенты пропускания фильтров 1–5. Пунктирная линия соответствует дополнительной широкополосному фильтру 6 (эту аппаратную функцию можно сместить поворотом фильтра в синюю область на 6 нм, как показано стрелкой). Длина волны $\lambda = 530$ нм соответствует второй гармонике неодимового лазера. Для сравнения тонкими линиями приведены спектры 8-градусного рассеяния излучения на электронах с температурой 1 кэВ (I) и 10 кэВ (II).

могли бы диффузно рассеивать свет (источниками рассеяния излучения остались лишь сами фильтры). Это также значительно упростило и удешевило конструкцию.

Полихроматор, схема которого приведена на рис. 1, был разработан для малоградусной ($\theta_{\text{рас}} = 8^\circ$) системы томсоновского рассеяния [4]. Четыре световода диаметром $D_{\text{св}} = 1$ мм собраны на входе полихроматора в квадратный блок с максимальным размером по диагонали $d = 2.4$ мм. Излучение из блока попадает на объектив Юпитер-9 с фокусным расстоянием $f = 86.5$ мм (относительное отверстие – $1/2$), который формирует световой пучок. Апертура объектива равна максимальному размеру изображения блока световодов и диаметру оправки фильтров – 30 мм (рис. 2). При этом пучок света имеет одинаковый размер сечения вплоть до плоскости изображения. Расстояние от объектива до плоскости изображения $L = lD/d$, где l – расстояние от блока световодов до объектива ($l \approx f$), D – апертура пучка или размер изображения. Исходя из приведенных выше величин $L = 114$ см, а относительное отверстие $D/f = 0.35$. Во избежание попадания света на оправку последнего фильтра (см. рис. 2) путь луча от объектива до последнего фильтра должен быть меньше L . Это ограничение определило выбор круговой геометрии прибора, позволив максимально сблизить фильтры. Отметим также, что при равенстве расстояний между фильтрами автоматически выдерживается одинаковый угол падения светового луча на каждый из них.

Путь луча от объектива до последнего интерференционного фильтра равен 1 м, угол падения 8° , а полная расходимость луча для каждого из световодов – $(D/L + D_{\text{св}}/f) \approx 2^\circ$. В приборе предусмотрена возможность работы с углом падения 13° (простой перестановкой блоков “фильтр–ф.э.у.” на другие позиции), что дает дополнительный сдвиг аппаратных функций и может использоваться для измерений в области “хвостов” функции распределения электронов по скоростям.

Излучение регистрируется с помощью ФЭУ-30 с диаметром 68 мм, что заведомо перекрывает апертуру луча. Блок “фильтр–ф.э.у.” имеет единый светозащитный кожух $\varnothing 76$ мм.

Аппаратные функции пропускания используемых фильтров при нормальном падении света приведены в сопроводительной документации [6]. Однако, как уже отмечалось, реальные аппаратные функции отличаются от паспортных из-за отличия угла падения от нормального и углового разброса светового пучка, поэтому они были измерены с учетом известной зависимости аппаратных функций фильтров [6] от угла падения света (рис. 3). Следует отметить, что аппаратные функции фильтра, стоящего в полихроматоре, и этого же фильтра, рассматриваемого отдельно, отличаются, что связано с перекрытием интервалов пропускания фильтров.

Были проведены прямые измерения коэффициента подавления излучения зондирующего лазера (вторая гармоника неодимового лазера, $\lambda = 530$ нм) путем сравнения сигналов с ф.э.у. до и после удаления стоящего перед ним фильтра (чувствительность ф.э.у. при этом регулировалась изменением напряжения питания). В результате была получена контрастность от 10^4 до $5 \cdot 10^4$ для разных каналов, что соответствует паспортным данным фильтров. Это вполне удовлетворяет требованиям первого этапа экспериментов по измерению электронной температуры и плотности. Однако для наблюдения "хвостов" функции распределения электронов по скоростям контрастность необходимо увеличить. Установкой на объектив дополнительного высококонтрастного фильтра б (рис. 1), аппаратная функция пропускания которого перекрывает аппаратные функции нескольких фильтров (рис. 3), контрастность каналов прибора была повышена до $10^8 - 5 \cdot 10^8$.

Относительная калибровка полихроматора, т.е. измерение чувствительности каналов, проводилась путем регистрации спектра излучения лампы накаливания КГМ-150. Абсолютная калибровка была проведена в серии экспериментов по рэлеевскому рассеянию на воздухе. При этом перед одним из ф.э.у. убирался фильтр, и регистрировался сигнал рассеяния на несмещенной длине волны. Обработка эксперимента с учетом калибровок была автоматизирована программными средствами.

Описанный полихроматор в настоящее время применяется для анализа спектра малоуглового томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3-П (ГНЦ РФ "ИЯФ им. Будкера СО РАН") [4], где изучается нагрев плотной ($10^{14} - 10^{17}$ см $^{-3}$) плазмы релятивистским (~ 1 МэВ) электронным пучком (р.э.п.).

На первом этапе были проведены измерения температуры и концентрации плазменных электронов после прохождения р.э.п. Характерные зависимости спектральной интенсивности рассеянного излучения от длины волны приведены на рис. 4. Уровень сигнала от паразитной засветки (точки 2 на рис. 4) измерялся по сигналам в отсутствие плазмы (вакуум) и при контрастности $\sim 10^4$ был много меньше, чем уровень сигнала от свечения плазмы. Поэтому вариант с контрастностью $\sim 10^8$ в этих экспериментах не использовался. Сигнал рассеяния излучения фиксировался лишь в первых трех каналах. Погрешность измерения спектральной плотности мощности рассеянного излучения в этих каналах определялась уровнем свечения плазмы. В 4-м и 5-м каналах сигнал от свечения плазмы превосходил сигнал от томсоновского рассеяния, поэтому для них на рис. 4 обозначен лишь максимально возможный уровень $dl/d\lambda$ (черта со стрелкой вниз). Эти каналы планируется использовать для выявления "хвостов" функции распределения электронов в некоторых режимах работы установки. Функция распределения электронов по скоростям аппрокси-

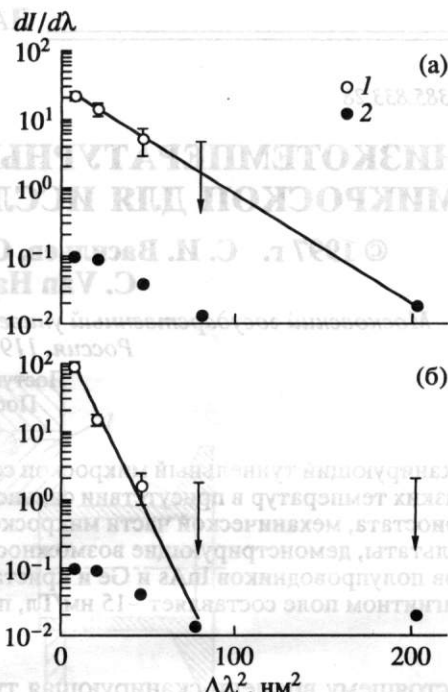


Рис. 4. Спектры 8-градусного рассеяния излучения 2-й гармоники неодимового лазера на горячей плазме для двух различных "выстрелов" на установке ГОЛ-3-П: а — $T = 1.4 \pm 0.35$ кэВ, $n = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$; б — $T = 0.43 \pm 0.04$ кэВ, $n = 1.2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. 1 — полезный сигнал, 2 — сигнал от паразитной засветки.

мировалась максвелловской (прямая линия на рис. 4), что не противоречило экспериментальным данным. По этой аппроксимации с учетом абсолютной калибровки определялись электронная температура и плотность.

В заключение авторы благодарят В.С. Койдана и А.В. Бурдакова за интерес к работе и ее поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978.
2. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1976.
3. Астрелин В.Т., Бурдаков А.В., Денисенко П.В. и др. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 2. С. 217.
4. Agafonov M.A., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T. et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1996. V. 38. № 12A. P. A93.
5. Pizzolati P., Briccola M., Garbi M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. № 10. P. 4403.
6. BARR ASSOCIATES, INC. (P. O. Box 557, 2 Lyberty Way, Westford, Massachusetts 01886; Tel. (508) 692-7345; FAX (508)692-7443 // Some general considerations for setting specifications. (Прилагается к фильтрам в качестве технической документации.)