

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ЛАЗЕРНОГО ФОКУСА
В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА ВАКУУМНОГО
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. Ц. НЕРСИСЯН, К. Р. МИРЗОЯН, В. О. ПАПАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 августа 1993 г.)

Экспериментально исследовано вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение (50—250 нм) плазмы лазерного фокуса на вольфрамовой мишени. Оценки температуры, плотности электронов и коэффициента поглощения плазмы, достигаемых при умеренных плотностях (10^8 – 10^{11} Вт/см²) лазерного пучка, показывают, что высокотемпературная плазма с низкой плотностью является эффективным источником сплошного спектра ВУФ и мягкого рентгеновского (МР) излучения. Разработан и сконструирован спектрометрический комплекс на основе вакуумного монохроматора и твердотельного лазера для целей ВУФ спектроскопии.

При фокусировании мощного лазерного излучения на твердую мишень образуется высокотемпературная плазма, имеющая ряд применений, самым важным из которых считается получение условий для протекания термоядерных реакций. Радиационные потери—один из каналов, приводящий к охлаждению лазерной плазмы, препятствуют достаточно высокому нагреву. Однако это негативное явление имеет свои положительные стороны. Собственное излучение лазерной плазмы можно использовать как источник ВУФ и МР излучений для целей спектроскопии. Ряд теоретических и экспериментальных работ [1–4] показывают, что можно управлять характеристиками такого источника, меняя параметры лазера, условия фокусирования и материал мишени.

Для целей экстинкционной и отражательной спектроскопии сплошной спектр излучения имеет ряд преимуществ по сравнению с линейчатым спектром. В области ВУФ и МР спектра с этой точки зрения удобным источником является синхротронное излучение [5]. Излучение лазерной плазмы, как источник сплошного спектра [3, 6], может конкурировать с синхротронным излучением, поскольку получение последнего требует больших расходов и специального обслуживания.

Спектр излучения лазерной плазмы состоит из линейчатого и сплошного спектров с характерными полосами поглощения. Радиационные переходы между уровнями ионов образуют линейчатый спектр, который преобладает в случае неполностью ионизированной плазмы и мишеней с малыми значениями порядкового номера химического элемента. Континуум возникает при тормозном излучении (сво-

бодно-свободные переходы при столкновении электронов с ионами) и при фоторекомбинации (свободно-связанные переходы, когда электрон захватывается на основной или возбужденный уровень иона) [1]. В дальнейшем систематическое исследование лазерной плазмы показало, что в излучении сплошной спектр превосходит линейчатый для редкоземельных элементов и некоторых тяжелых металлов (тантал, вольфрам) в области длин волн $4 \div 200$ нм [3, 6]. Однако надо отметить, что при танталовой и вольфрамовой мишенях на континуум накладывается слабый линейчатый спектр. В образовании сплошного спектра участвует не только тормозное излучение, но также и разрешенные переходы ионов высокой кратности ионизации. Например, для ионов редкоземельных элементов число разрешенных переходов $4d^{10}4f^6 \rightarrow 4d^9 4f^7$ равно 83024, а для $4d^{10}4f^3 \rightarrow 4d^9 4f^4$ оно равно 4577 в окрестности длины волны 70 нм в области шириной 30 эВ [6, 7]. Поглощение излучения, выходящего из горячей области плазмы, происходит в охлажденном наружном слое расширяющейся плазмы.

Приведем основные преимущества рассматриваемого источника.

1. Создание лазерной плазмы легко реализуется при фокусировании лазерного пучка на подходящую мишень.

2. Такой источник позволяет получить сплошной спектр излучения в случае редкоземельных элементов в области спектра от 3 до 200 нм.

3. Простая оптическая система дает возможность локализовать плазму в желаемом месте.

4. Поскольку мы имеем дело с лазерным лучом, то такой источник исключает возникновение сильных электрических помех, характерных для разрядных импульсных источников.

5. Профиль импульса излучения повторяет временной профиль лазерного импульса. Используя часть излучения, можно легко осуществлять временную синхронизацию с регистрирующими блоками экспериментальной установки.

Кроме того, интенсивность этого источника ВУФ излучения не зависит от давления окружающего газа (до нескольких Торр), нет необходимости применения дифференциальной откачки, а также он обладает высокой стабильностью. Лазерная плазма имеет большую яркость излучения (например, в случае иттербия на длине волны 120 нм $\sim 10^{22}$ фотон/см² · стер · с [6]).

В данной работе экспериментально исследовано ВУФ излучение (50÷250 нм) лазерной плазмы с вольфрамовой мишенью. Полученные оценки параметров высокотемпературной плазмы с низкой плотностью, достигаемых при умеренных плотностях мощности лазерного излучения (10^8 — 10^{11} Вт/см²), показывают целесообразность ее использования в качестве спектрально-сплошного источника в ВУФ и МР диапазонах. Разработан и сконструирован спектрометрический комплекс для ВУФ спектроскопии в области 50÷250 нм на основе вакуумного монохроматора ВМР-2 и твердотельного лазера $YAG:Nd$ (схема установки приведена на рис. 1).

Лазерная плазма образуется при фокусировании пучка $YAG:Nd$ лазера (1) с плотностью мощности $4 \cdot 10^9$ Вт/см², длительностью 15 нс

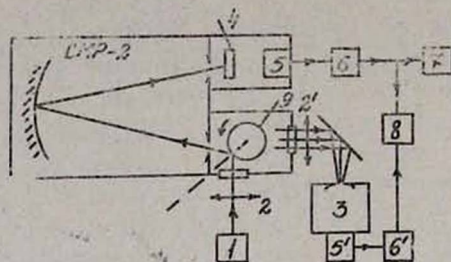


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1—лазер $YAG:Nd$, 2—линза, 3—монохроматор ДМР-4, 4—подложка с люминофором (салицилат натрия), 5,5'—фотоумножитель, 6,6'—усилитель, 7—самописец, 8—делитель напряжений, 9—вольфрамовая мишень.

и частотой следования импульсов 10 Гц линзой (2), имеющей фокусное расстояние 10 см. Условия фокусирования не критичны, и линза устанавливается по максимуму излучения. В качестве мишени используется вольфрамовая фольга, намотанная на держатель (9) цилиндрической формы, диаметром 16 мм и длиной 45 мм. При непрерывном вращении мишени со скоростью 0,7 об/мин под лазерный пучок поступает свежий участок фольги, поскольку в случае неподвижной мишени после 5÷10 выстрелов лазера интенсивность ВУФ излучения значи-

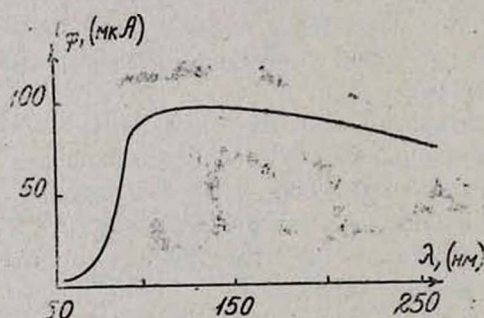


Рис. 2. Типичная зависимость фототока фотоумножителя (5) от длины волны ВУФ излучения лазерной плазмы с вольфрамовой мишенью.

тельно падает. Лазерный фокус находится на расстоянии 5 см от входной щели вакуумного монохроматора, который используется для регистрации ВУФ излучения лазерной плазмы. Для сканирования спектра к монохроматору подключена система сканирования. При работе в квазинепрерывном режиме канал регистрации состоит из фотоумножителя (5) с люминофором (4), усилителя (6) и самописца (7). Боль-

шая постоянная времени канала ($\sim 0,5$ с) позволяет регистрировать на самописце фототок фотоумножителя. Типичная зависимость фототока от длины волны излучения ($50 \div 250$ нм) приведена на рис. 2. Аналогичные зависимости для разных мишеней были приведены в [4] для области длин волн от 8 до 40 нм. Относительно большие значения фототока позволяют регистрировать малые значения коэффициентов отражения и поглощения исследуемых материалов с большой точностью.

В качестве опорного сигнала для получения этих коэффициентов можно использовать сигнал от ультрафиолетовой области спектра лазерной плазмы. Таким образом, одноканальный монохроматор может использоваться в двухканальном режиме работы. Это устраняет влияние нестабильности лазера на точность измерения указанных коэффициентов. Ультрафиолетовые линии плазмы регистрируются с помощью канала ($2'-3-5'-6'$). Блок (8) служит для измерения коэффициентов отражения и поглощения.

Лазерная плазма в качестве источника ВУФ и МР излучений была теоретически рассмотрена во многих работах, из которых обобщающими являются [1, 2, 7, 8]. Важными параметрами являются температура, плотность и размеры лазерной плазмы, а также значение максимума распределения Планка для излучения. Для лазерной плазмы, получаемой в данном эксперименте, можно утверждать, что плотности атомов (n_a), электронов (n_e) и ионов (n_i) связаны соотношением $n_a = 10n_e = 10Zn_i$, где Z — кратность ионизации [2].

Ниже приведены основные формулы для определения вышеуказанных параметров лазерной плазмы по модели, изложенной в [8]:

$$T = 1,3 \cdot 10^{-3} A_0^{0,22} r_0^{-0,67} I^{0,44} (\text{эВ}), \quad (1)$$

$$n_{eo} = 1 \cdot 10^{20} A_0^{-0,22} r_0^{-2,33} I^{0,56} t \quad (\text{см}^{-3}), \quad (2)$$

$$k = 2 \cdot 10^{-31} n_e n_a \sqrt{T} \lambda^2 \quad (\text{см}^{-1}), \quad (3)$$

$$u = 1,8 \cdot 10^8 \sqrt{T/A_0} \quad (\text{см/с}), \quad (4)$$

где T — температура плазмы, n_{eo} — плотность электронов при начальной стадии образования плазмы, k — коэффициент поглощения в свободно-свободных переходах, u — скорость расширения сферической поверхности плазмы с начальным радиусом r_0 (см), A_0 — атомный вес химического элемента (а.е.м.), I — мощность лазерного излучения (Вт), λ — длина волны поглощаемого света (см). Для вольфрамовой плазмы $A_0 = 183,85$, $r_0 \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ см, $I = 16$ МВт) получаем $T \approx 57$ эВ, $n_{eo} \approx 10^{20}$ см $^{-3}$, $u \approx 10^8$ см/с. Высокотемпературная плазма быстро охлаждается благодаря расширению, собственному излучению и теплопроводности.

Время термализации электронов и ионов $t_{ie} \approx 1,6 \cdot 10^{-11}$ с, т. е. уже в течение действия лазерного импульса в плазме устанавливается тепловое равновесие между электронами и ионами. Значение коэффициента поглощения $k \approx 24,6$ см $^{-1}$ на длине волны $\lambda = 124$ нм показывает, что для данного источника выполнено условие излучения абсолютно

черного тела: $2kr_0 > 1$. Характерная равновесная температура абсолютного черного тела $T_p \approx 0,6(I/k_L^2/S)^{2/3} \approx 7 \text{ эВ}$, где S — площадь фокуса (см^2), $\lambda_L = 1,064 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ — длина волны излучения лазера [9]. Таким образом, планковский максимум распределения излучения лежит в окрестности длины волны 9000 нм. Этим и объясняется более резкий подъем интенсивности в длинноволновой части спектра.

При умеренных мощностях лазера получается высокотемпературная плазма низкой плотности. В этом случае коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию излучения имеет большие значения, достигающие до 30÷50% [10]. Чтобы лазерный свет проник в плазменный шар, плазменная частота должна быть ниже частоты лазерного излучения (ν_L). В нашем случае $n_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $\nu_p \approx 8,9 \cdot 10^{13} \times \sqrt{n_e} \approx 8,9 \cdot 10^{13} \text{ Гц} < \nu_L$. Таким образом, учитывая значение k , плотность плазмы и условие $\nu_p < \nu_L$, можно грубо оценить коэффициент преобразования лазерной энергии в ВУФ излучение.

Данная работа была частично поддержана грантом «Mayer Foundation Grant», присужденным Американским физическим обществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Виноградов, З. Н. Шляпцев. Квантовая электроника, 14, 5 (1987).
2. С. Breton, R. Papouliar. JOSA, 63, 1225 (1973).
3. Р. К. Carroll, E. T. Kennedy, G. O'Sullivan. Appl. Opt., 19, 1454 (1980).
4. J. M. Bridges, C. L. Cromer, Th. J. McIlrath. Appl. Opt., 25, 2208 (1986).
5. Синхротронное излучение, под ред. К. Кунца, Москва, Мир, 1981.
6. Р. К. Carroll, E. T. Kennedy, G. O'Sullivan. Quant. Electronics, QE-19, 1807 (1983).
7. G. O'Sullivan. J. of Physics B, 16, 3291 (1983).
8. Дж. Даусон. В сб. Действие лазерного излучения, под ред. Ю. П. Райзера, Москва, Мир, 1968.
9. W. T. Silfast, O. R. Wood II. JOSA B, 4, 609 (1987).
10. Ю. М. Васильковский и др. Квантовая электроника, 17, 1310 (1990).

LASER FOCUS PLASMA INVESTIGATION AS A VACUUM ULTRAVIOLET LIGHT SOURCE

G. TC. NERSISYAN, K. R. MIRZOYAN, V. O. PAPANYAN

Vacuum ultraviolet (VUV) radiation (50—250 nm) of laser-produced plasma on a tungsten target is investigated experimentally. Evaluations of plasma temperature, electron density and absorption coefficient showed that the low density high temperature plasma of moderate power laser beam is an effective continuum source of VUV and soft X-ray radiation. A spectrometric set is developed and designed for the aims of VUV spectroscopy.