

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*В.В. Блаженков, С.Д. Захаров, А.Н. Киркин,
А.В. Кононов, Л.П. Котенко, А.М. Леонтович,
Г.И. Мерзон, А.М. Можаровский*

Наблюдалась поляризация непрерывного рентгеновского излучения ($h\nu \gtrsim 10$ кэВ) плазмы, создаваемой рубиновым лазером с длительностью импульса ~ 20 псек и плотностью потока $\sim 10^{14}$ Вт/см². Это свидетельствует о наличии в плазме потока надтепловых электронов в направлении градиента плотности плазмы.

При взаимодействии с веществом мощного лазерного излучения с плотностью потока $I \gtrsim 10^{13}$ Вт/см² (при $\lambda \sim 1$ мкм) проявляются аномальные механизмы поглощения энергии в лазерной плазме – коллективные плазменные процессы, которые вызывают отклонение распределения электронов плазмы по скоростям от максвелловского. Это, в частности, приводит к образованию надтеплого рентгеновского излучения в диапазоне энергий $h\nu \gtrsim 10$ кэВ [1 – 4].

Одним из наиболее эффективных методов излучения механизмов образования надтепловых электронов (резонансное поглощение [5], развитие параметрических неустойчивостей [6]) является измерение поляризации тормозного рентгеновского излучения, поскольку это дает прямую информацию о наличии и направлении упорядоченных электронных потоков в плазме [7, 8]. Так, например, измерение поляризации рентгеновского излучения солнечной короны [9] привело к обнаружению в ней направленных потоков электронов.

В настоящей работе изучалась поляризация надтеплового рентгеновского излучения ($h\nu \gtrsim 10 \text{ кэВ}$) плазмы, создаваемой лазером на рубине при низкой температуре в режиме самосинхронизации мод [10]. Основные параметры лазера: энергия $0,2 \div 0,5 \text{ Дж}$, длительность импульса $10 \div 30 \text{ псек}$, плотность потока на мишени $10^{13} + 10^{14} \text{ Вт/см}^2$.

Для измерения поляризации применялся томсоновский поляриметр, состоящий из рассеивателя LiD и двух пар расположенных взаимноперпендикулярно сцинтилляционных спектрометров на основе кристаллов NaI(Tl) $\varnothing 30 \times 30 \text{ мм}^2$ и ФЭУ-85 (рисунок). Кроме того, еще один сцинтилляционный спектрометр устанавливался за рассеивателем и служил для контроля энергии рентгеновского излучения, прошедшего через него. Спектрометры, расположенные на вакуумной мишени камере, служили для измерения эффективной температуры надтепловых электронов T_H по спектру их тормозного излучения методом поглотителей [4]. Выходное окно вакуумной камеры заклеивалось алюминиевой фольгой толщиной 50 мкм. Калибровка спектрометрических трактов производилась с помощью γ -изотопов Fe^{55} (5,9 кэВ) и Cd^{109} (22,5 и 88 кэВ). Уход положения фотопика за время одной серии измерений $\approx 1,5$ часа не превышал $\pm 1\%$. Накопление и обработка информации, а также калибровка производилась с помощью автоматизированной системы сбора и обработки данных на базе электроники в стандарте КАМАК и мини-ЭВМ PDP-11/05 [11].

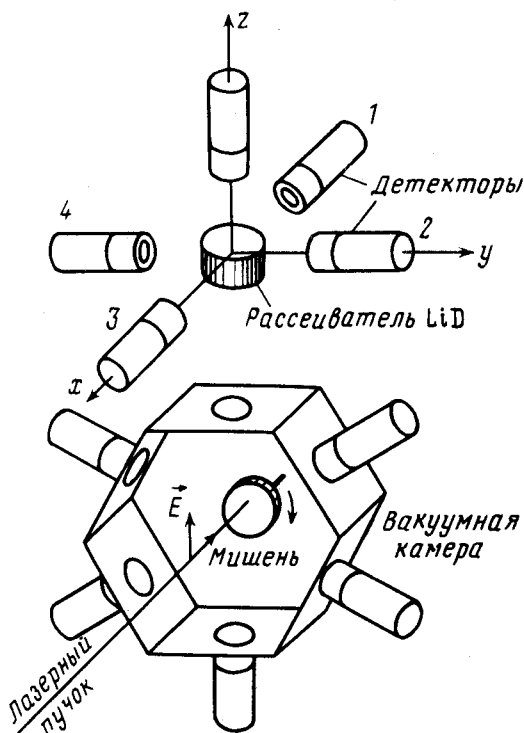


Схема измерения поляризации рентгеновского излучения (положение 1)

Поляриметр устанавливался таким образом, чтобы коллимированный пучок рентгеновского излучения с мишени попадал на рассеиватель в направлении, параллельном электрическому вектору E лазерного из-

лучения (см. рисунок) в одной серии измерений (положение 1). В другой серии (положение 2) вакуумная камера и поляриметр поворачивались на 90° вокруг оптической оси системы.

В положении 1 поляриметр мог регистрировать наличие в плазме электронного потока, направленного по оси лазерного пучка. В положении 2 могли регистрироваться потоки, направленные как по лазерному пучку, так и вдоль вектора E .

**Зависимость степени поляризации
непрерывного рентгеновского излучения от угла падения
на вольфрамовую мишень и направления наблюдения**

Положение поляриметра	Угол падения ϕ , град	Степень поляризации P
1	0	$12 \pm 4\%$
	15	$13 \pm 4\%$
	35	$8,5 \pm 5\%$
2	0	$12 \pm 4\%$

Результаты измерений, полученных на массивной плоской вольфрамовой мишени, представлены в таблице. Угол падения лазерного пучка ϕ (P -поляризация) составлял 0, 15 и 35° . Угол 15° соответствует оптимальному для резонансного поглощения в случае импульсов длительностью ≈ 20 псек [12]. Спектрометры 1 и 3 (см. рисунок 1) при наклонном падении поворачивались на соответствующий угол. Величина P (степень поляризации рентгеновского излучения), приведенная в таблице, дается выражением:

$$P = \frac{(E_2 + E_4) - (E_1 + E_3)}{(E_2 + E_4) + (E_1 + E_3)},$$

где E_i — показания i -вого спектрометра.

Как видно из таблицы, в положении 1 для всех углов падения наблюдается поляризация тормозного рентгеновского излучения. Направление вектора поляризации указывает на наличие в плазме потока электронов по нормали к мишени, т.е. по градиенту плотности плазмы. Причиной возникновения потока надтепловых электронов в этом направлении является резонансное поглощение.

Измерения поляризации для мишеней из других материалов (С, Al, Си, Мо) при углах падения 0 и 15° показали, что значение P в пределах точности измерения ($\pm 4\%$) не зависело от вещества мишени и составляло в среднем $11,5 \pm 2\%$.

В случае W мишени измерения выполнены также в положении поляриметра 2. При этом значение степени поляризации P в пределах точности измерения по абсолютной величине было таким же, как в положении 1

имело тот же знак. Отсюда можно сделать вывод об отсутствии в этом случае заметного потока электронов вдоль вектора E . Эффективная температура надтепловых электронов T_n в наших опытах составляла $3 + 8$ кэВ.

При оценке погрешности измерений учитывались ошибки, обусловленные статистикой и дрейфом электроники. Для исключения систематических ошибок после каждой серии измерений пары детекторов менялись местами. Учет многократного рассеяния в LiD (размеры рассеивателя $\varnothing 16 \times 12$ мм²) показал, что оно не превышает 10%.

В заключение авторы выражают благодарность А.Л.Чернякову и А.Н.Чузо за обсуждение результатов и помощь в работе.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 февраля 1980 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, С.М.Захаров, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. Письма в ЖЭТФ, 13, 691, 1971.
- [2] J.F.Kephart, R.P.Godwin, G.H.McCall. Appl. Phys. Lett., 25, 108, 1974.
- [3] О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, 69, 206, 1975.
- [4] В.В.Блаженков, А.Н.Киркин, Л.П.Котенко, А.М.Леонтович, Г.И.Мерзон, А.М.Можаровский. А.Н.Чузо. Письма в ЖЭТФ, 29, 348, 1979.
- [5] Н.Г.Денисов. ЖЭТФ, 31, 609, 1956.
- [6] В.П.Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., изд. Наука, 1973.
- [7] K.Eidman. Preprint IPP 4/58, Garching, 1973.
- [8] P.Kirkpatrick, L.Weidmann. Phys. Rev., 67, 321, 1945.
- [9] I.Tindo, V.Ivanov, B.Valniček, M.Livshits. Solar. Phys., 27, 426, 1972.
- [10] А.Н.Киркин, А.М.Леонтович, А.М.Можаровский. Квантовая электроника, 5, 2640, 1978.
- [11] В.В.Блаженков, С.Ф.Козлов, Л.П.Котенко, Г.И.Мерзон, А.Н.Чузо. Препринт ФИАН СССР, №202, 1977.
- [12] B.Luther-Davies. Appl. Phys. Lett., 32, 209, 1978.