

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС И ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов,
В.П.Силин, Г.В.Слизков, А.Н.Стародуб,
В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов*

Приведены результаты измерений спектрального состава излучения отраженного (рассеянного) плазмой, образованной при фокусировании на плоскую мишень излучения мощного неодимового лазера. На основе сравнительного анализа результатов эксперимента и теории параметрического резонанса в плазме показано, что по обнаруженному на опыте красному смещению интенсивности второй гармоники лазерного излучения возможно определение электронной температуры в области критической плотности.

Малые времена жизни и большие градиенты плотности и температуры плотной плазмы, образующейся под действием мощного лазерного излучения и используемой для решения проблемы лазерного управляемого термоядерного синтеза [1], требуют развития новых методов ее диагностики. В данной статье привлекается внимание к возможности определения электронной температуры лазерной плазмы в области критической плотности на основе сравнительного анализа результатов эксперимента и теории параметрического резонанса [2].

Экспериментально исследовался спектральный состав излучения, отраженного (рассеянного) плазмой, образованной при фокусировании на плоскую алюминиевую мишень излучения девятиканального неодимового лазера [3], с энергией $E \approx 200 \text{ дж}$ в импульсе длительностью $t \approx 2 \text{ нсек}$ при потоке $q \lesssim 5 \cdot 10^{14} \text{ вт/см}^2$. Спектры падающего и отраженного на основной частоте $\omega_0 \approx 1,8 \cdot 10^{15} \text{ сец}^{-1}$ излучения оказались похожими по форме с шириной примерно 50\AA по уровню половины интенсивности (рис. 1 *a*, *b*). Уширение спектра отраженного излучения или его

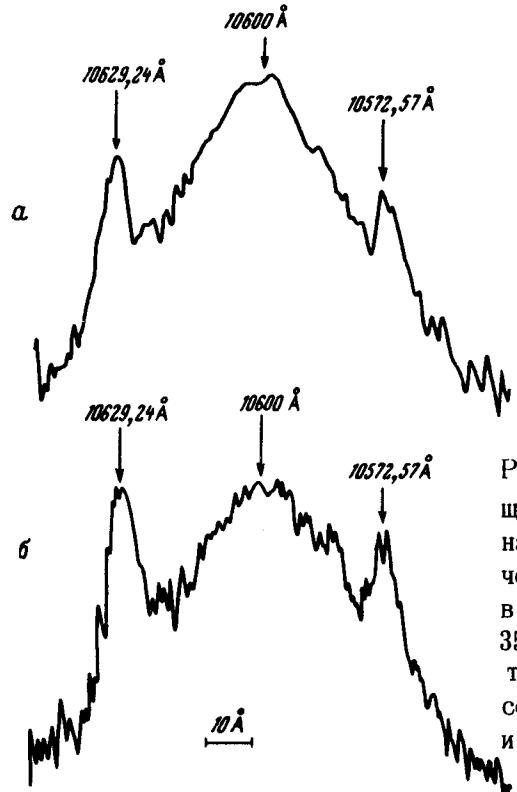


Рис. 1. Прописи спектрограмм падающего (*a*) и отраженного (*b*) от плазмы на основной частоте излучения. В качестве репера использовались снятые в третьем порядке линии ртути $Hg 3543,08\text{\AA}$ и $Hg 3524,19\text{\AA}$, положение которых для рабочего первого порядка соответствует длинам волн $10629,24$ и $10572,57\text{\AA}$

заметного смещения в отличие, например, от работ [4] обнаружено не было. Коэффициент отражения R в телесный угол фокусирующей системы, как и при меньших плотностях потока [5], был мал ($R < 1\%$). При исследовании спектра второй гармоники, излучаемой плазмой в апертуру фокусирующей системы, было установлено, что положение максимума интенсивности линии смещено относительно длины волны $\lambda_{2\omega_0} = 0,5 \lambda_0 = pc/\omega_0 = 5300\text{\AA}$ в сторону больших длин волн (красное смещение). Рис. 2, *a* и *b* иллюстрируют прописи спектрограмм, соответствующих минимальному $\Delta\lambda = 2,3\text{\AA}$ и максимальному $\Delta\lambda = 8,3\text{\AA}$ смещениям. На всех спектрограммах второй гармоники было обнаружено ее асимметричное уширение в красную сторону. Степень асимметрии, т. е. отношение красной полуширины к синей полуширине, изменялась от 1,06 до 1,65 по уровню половины интенсивности и от 1,16 до 1,41 по уровню 0,1 от максимума интенсивности. Большим сдвигам максимума линии второй гармоники соответствовали, как правило, большие степени асимметрии

О сдвиге линии второй гармоники в красную сторону сообщалось в работах [6, 7] для лазерных импульсов пикосекундной длительности, асимметричное уширение ее спектра наблюдалось в работах [7 – 9]. В работе [6] уширение было симметричным.

Теория параметрического резонанса [2] открывает возможность определения зависимости сдвига максимума интенсивности линии второй гармоники от таких параметров плазмы, как температура электронов T_e , ионный состав, поток излучения q [10]. Сопоставление измеряемого в эксперименте сдвига максимума линии второй гармоники с теоретической формулой позволяет определить для данной мишени и данного потока лазерного излучения температуру T_e .

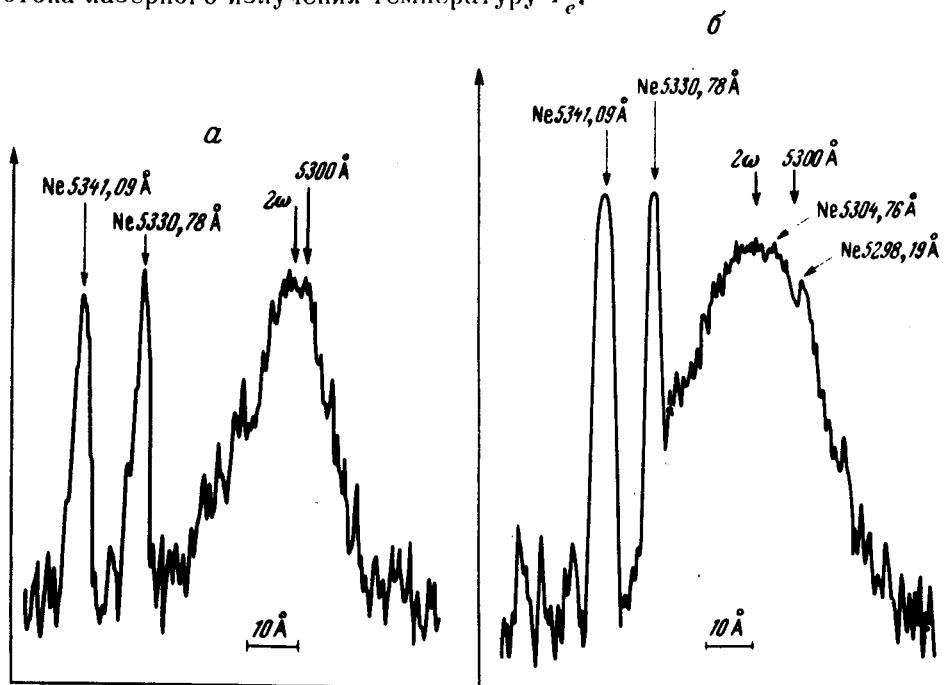


Рис. 2. Прописи спектрограмм линии второй гармоники греющего излучения в отраженном от плазмы свете для величин смещения а) $2,3\text{ \AA}$, б) $8,3\text{ \AA}$. В качестве репера использовались линии неона $\text{Ne } 5341,09\text{ \AA}$ и $\text{Ne } 5330,78\text{ \AA}$

Генерация второй гармоники обусловлена возбуждением параметрической неустойчивости в окрестности критической точки $x = 0$, в которой локальная плазменная частота $\omega_p(x)$ совпадает с частотой ω_0 излучения лазера, т. е. $\omega_p(0) = \omega_0$. Наибольшее красное смещение максимума интенсивности линии второй гармоники возникает в результате слияния параметрически возбужденного продольного электронного колебания с одной из световых волн: падающей, рассеянной или возбужденной вынужденным рассеянием Мандельштама – Бриллюэна. Величина красного смещения $\Delta\omega$ определяется разностью между частотой излучения лазера и частотой продольной электронной волны. В том случае, когда расстройка $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_p(x) \approx \omega_0(x/2a)$ (a – характерный размер неоднородности плазмы) больше частоты длинноволновых ионно-звуковых

колебаний, величина красного смещения $\Delta\omega$ определяется выражением (ср. [2], (9.9)).

$$\Delta\omega = \sqrt{3} \omega_{L,i} \left[\frac{v_{T_e}^2}{c^2} + \frac{1}{4} \frac{v_E^2}{c^2} \frac{\omega_0}{\Delta\omega_0(x)} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_{L,i}$ – ионная ленгмюровская частота, v_{T_e} – тепловая скорость электрона, c – скорость света, v_E – амплитуда скорости осцилляций электрона в поле падающей световой волны. Так как структура электромагнитной волны вблизи точки критической плотности описывается функцией Эйри [11], то в качестве характерного размера в формуле (1) может быть подставлена величина $(c^2 a / \omega_0^2)^{1/3}$ – порядка расстояния первого максимума этой функции от критической точки.

Для плазмы, создаваемой излучением неодимового лазера, формулу (1) можно представить в виде соотношения

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\omega}{4\omega_0} \lambda_0 = \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} [20 T_e + 7 \cdot 10^{-15} q (a/\lambda_0)^{2/3}]^{1/2}, \quad (2)$$

связывающего величину красного смещения $\Delta\lambda$, измеряемую в ангстремах, с температурой электронов T_e (в кэв), потоком энергии падающей световой волны q (в $\text{вт}/\text{см}^2$), характерным размером неоднородности a , атомным номером A и зарядом Z вещества мишени. Формула (2) позволяет по известному сдвигу максимума интенсивности линии второй гармоники определять температуру электронов плазмы в таком диапазоне потоков q , когда первое слагаемое в формуле (2) не мало по сравнению со вторым. При более высоких потоках, когда превалирующим является второе слагаемое, сдвиг $\Delta\lambda$ перестает зависеть от температуры плазмы.

В эксперименте световому потоку $q = 2 \cdot 10^{14} \text{ вт}/\text{см}^2$ на алюминиевую мишень ($A = 27$, $Z = 13$) соответствовал сдвиг $\Delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ (размер фокального пятна $a \sim 100 \text{ \mu m}$). По формуле (2) получаем $T_e \approx 1 \text{ кэв}$. Эта оценка температуры электронов плазмы оказывается близкой к величине, полученной с помощью других методов измерения (ср. [5]).

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

Поступила в редакцию
13 мая 1975 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964; Вестник АН СССР, №6, 55, 1970.
- [2] В.П.Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., изд. Наука, 1973.
- [3] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков, С.И.Федотов, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, 62, 203, 1972.

- [4] K.Büchl, K.Eidman, A.Salzmann, R.Sigel. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 231, 1972; D.Beland, C.De Michels, M.Mattioli, R.Popular. *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 52, 1972.
- [5] А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, В.П.Цапенко, А.С.Шиканов. *ЖЭТФ*, **65**, 1898, 1973; Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. *ЖЭТФ*, **67**, 118, 1974; 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.
- [6] L.M.Goldman, J.Soures, M.J.Lubin. *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 1184, 1973.
- [7] P.Lee, D.V.Giovanelli, R.P.Godwin, G.H.Call. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 406, 1974.
- [8] J.L.Bobin, M.Decroisette, B.Meyer, Y.Vitel *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 594, 1973; А.А.Горюхов, В.Д.Дятлов, Р.Н.Медведев, А.Д.Стариков, В.Г.Тузов. Письма в *ЖЭТФ*, **21**, 111, 1975.
- [9] M.Decroisette, B.Meyer, Y.Vitel. *Phys. Lett.*, **45A**, 443, 1974.
- [10] В.В.Пустовалов, В.П.Силин, А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук. Доклад на II Междунар. конф. по теории плазмы, Киев, 1974.
- [11] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. М. Физматгиз, 1961.