

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РАССЕЯННОГО НАЗАД ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

*Л.М.Горбунов, Ю.С.Касьянов, В.В.Коробкин
А.Н.Поляничев, А.П.Шевелько*

Показано, что спектрально-временные характеристики рассеянного назад лазерной плазмой излучения существенно зависят от плотности потока энергии на мишень. Результаты экспериментов находятся в качественном соответствии с теорией ВРМБ.

Исследование спектрального состава и интенсивности рассеянного излучения является одним из наиболее перспективных методов изучения физических процессов, протекающих в лазерной плазме. Обычно в

результате спектральных измерений получают результаты, усредненные за время длительности лазерного импульса. Однако спектрально-временные измерения рассеяния вблизи частоты лазерного излучения, проведенные в работах [1, 2] показали значительные изменения спектра в течение импульса. В настоящей работе показано, что спектральные характеристики рассеянного назад лазерной плазмой излучения не только изменяются со временем, но и существенно зависят от плотности потока энергии на мишени.

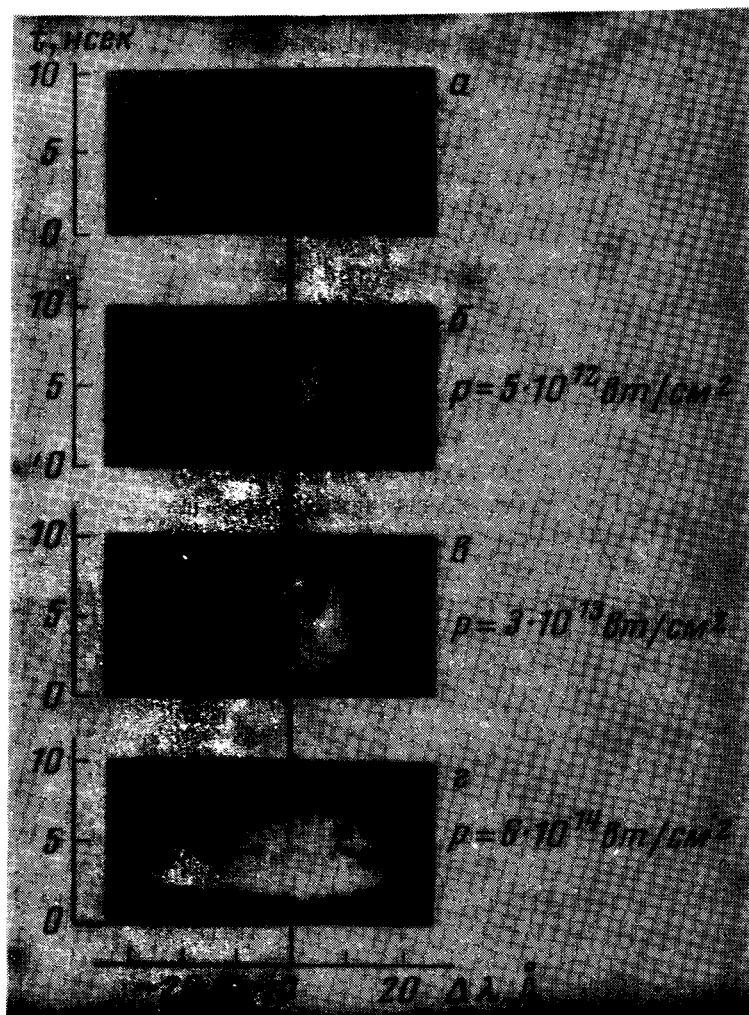


Рис. 1. Временные спектрограммы лазерного импульса (а) и рассеянного света (б, в, г) при различных потоках P

В работе использовался одночастотный лазер на неодимовом стекле с энергией до 30 дж и длительностью импульса $\tau \approx 5$ нсек с передним фронтом $\sim 0,8$ нсек и контрастом излучения $\sim 10^{-5}$ при максималь-

ной энергии на выходе. Излучение фокусировалось сферической линзой ($f = 300 \text{ мм}$; $D = 50 \text{ мм}$) на поверхность плоской мишени из полиэтилена или алюминия в вакууме. Диаметр фокального пятна контролировался в каждом выстреле и составлял $\sim 30 \text{ мкм}$, плотность потока на мишени менялась от $3 \cdot 10^{12} \text{ вт/см}^2$ до $6 \cdot 10^{14} \text{ вт/см}^2$. В экспериментах применялись монохроматор с диффракционной решеткой (дисперсия $12,5 \text{ \AA/мм}$) и электронно-оптический преобразователь типа УМИ-92. Спектральное и временное разрешение составляло $\sim 0,2 \text{ \AA}$ и $5 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$ соответственно.

На рис. 1 представлены четыре спектрограммы рассеянного назад в линзу излучения для различных потоков энергии на полиэтиленовую мишень. При $P = 5 \cdot 10^{12} \text{ вт/см}^2$ (рис. 1, б) спектр мало изменяется со временем, линия уширена ($\sim 5 \text{ \AA}$) и центр ее смещен в красную сторону ($\sim 2 \text{ \AA}$). С увеличением потока вплоть до $P_1 \approx 2 + 3 \cdot 10^{13} \text{ вт/см}^2$ принципиально вид спектра не изменяется, хотя происходит уширение линии до $8 - 10 \text{ \AA}$. При превышении P_1 в спектре появляется синяя часть (рис. 1, в), ширина которой возрастает с увеличением потока (рис. 1, г) При этом синяя составляющая спектра появляется с задержкой по времени относительно красной. Эта задержка с ростом потока убывает и при $P \approx 3 + 5 \cdot 10^{14} \text{ вт/см}^2$ обе части спектра возникают практически одновременно. В отличие от синей составляющей спектра ширина красной составляющей с ростом потока изменяется слабо, а центр ее практически не смещается.

При потоках, превышающих 10^{14} вт/см^2 наблюдаются осцилляции и интенсивности рассеянного излучения со временем, особенно отчетливо видимые в синей части спектра (рис. 1, г). Характерный период осцилляций $\sim 0,7 \text{ нсек}$.

Из калориметрических измерений следует, что доля энергии, рассеиваемой в апертуру фокусирующей линзы, возрастает с ростом потока от 1% при $P = 3 \cdot 10^{12} \text{ вт/см}^2$ до 5% при $P = 6 \cdot 10^{14} \text{ вт/см}^2$ для мишени из полиэтилена. Из-за сильной модуляции отраженного излучения во времени пиковое значение коэффициента отражения значительно больше 5%.

Помимо этого при $P \gtrsim 10^{14} \text{ вт/см}^2$ на спектрограммах четко прослеживается тонкая структура с расстоянием между линиями $1 + 2 \text{ \AA}$. На рис. 2 в качестве примера представлен спектр рассеянного излучения в определенный момент времени при $P = 3 \cdot 10^{14} \text{ вт/см}^2$.

Поляризационные измерения показали, что в синей части спектра рассеянное излучение имеет ту же поляризацию, что и падающий лазерный свет (лазерное излучение линейно поляризовано; степень деполяризации $\sim 10^{-2}$). В красной части спектра свет слегка деполяризован ($(E_{\perp} / E_{\parallel}) \approx 3 + 4 \cdot 10^{-2}$).

Результаты измерений с алюминиевыми мишенями практически мало отличаются от результатов с полиэтиленовыми.

Основные характеристики спектра рассеянного излучения можно понять на основе теории вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). Согласно этой теории длина рассеянной волны λ отличается от длины падающей на плазму волны λ_0 на величину (см., например, [3])

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = 2 \frac{\lambda_0}{c} (s - u) \sqrt{1 - (N/N_c)},$$

где $s = \sqrt{zT_e/m_i}$ — скорость звука; u — скорость течения плазмы; z , m_i — зарядовое число и масса ионов; T_e — температура электронов, N — концентрация электронов, N_c — критическая концентрация. В лазерной плазме величины, определяющие гидродинамику короны (T_e , u , N), являются функциями координат и времени. Поэтому различные области плазменной короны создают рассеянные волны с различными длинами. На рис. 3 показана зависимость $\Delta\lambda$ от координаты при $T_e = \text{const}$, $u \sim r$ и $N \sim r^{-3}$ (r_c — координата, в которой $N = N_c$). Видно, что в области дозвукового течения плазмы $\Delta\lambda > 0$ и возникающие здесь рассеянные волны определяют красную часть спектра. Из области сверхзвукового течения ($\Delta\lambda < 0$) возникает синяя часть спектра.

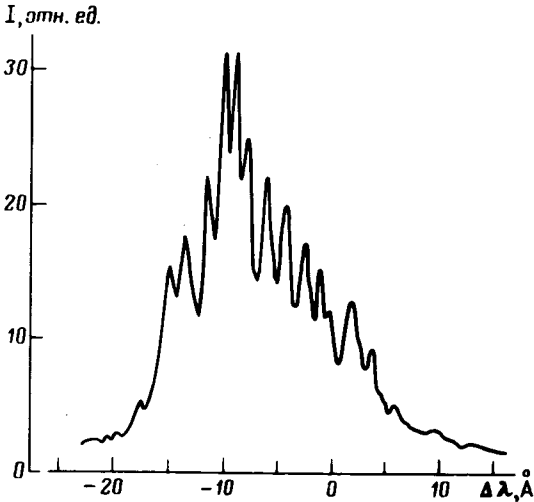


Рис. 2. Спектр рассеянного излучения на 3 нсек

Распределение интенсивности рассеянного излучения по спектру зависит от профиля плотности плазмы. Если корона имеет малые размеры (малые потоки на мишень), то основное рассеяние возникает из области дозвукового течения и в спектре наблюдается только красная часть. С увеличением топка размер короны возрастает и достаточно плотная плазма оказывается в области сверхзвукового течения. При этом возникает синяя составляющая спектра.

Наблюдаемое относительно слабое уширение спектра в красную сторону с увеличением потока можно объяснить наличием максимального значения $\Delta\lambda_{кр}$. Для функций N и u , приведенных на рис. 3, эта величина определяется выражением

$$(\Delta\lambda_{кр} \cdot \lambda_0)(c/2s) \approx 2(1 - M_c)^{3/2} \cdot 3\sqrt{M_c},$$

где $M_c = u_c/s$ — число Маха в точке r_{c_0} . При $T_e = 600$ эв для полиэтилена ($s = 3 \cdot 10^7$ см/сек) для $\Delta\lambda_{кр} = 4,5 \text{ \AA}$ получим $M_c = 0,6$.

Используя известные выражения [4] для коэффициентов усиления при ВРМБ в неоднородной плазме, можно найти интенсивность рассеянного различными участками плазмы излучения и рассчитать спектр.

Такой расчет для простейших гидродинамических моделей дает удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами.

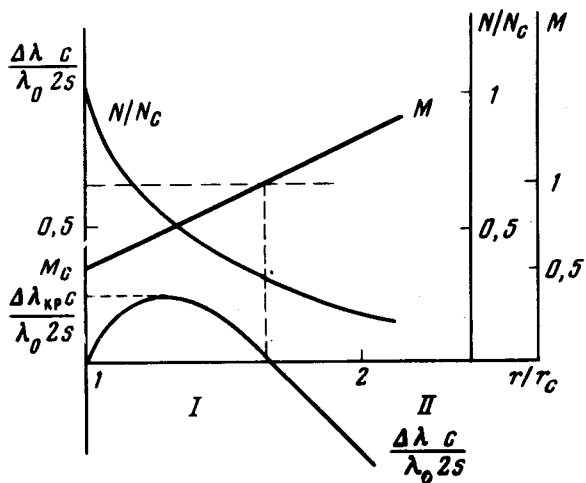


Рис. 3. Зависимость смещения длины рассеянной волны от координаты, а также концентрации плазмы и числа Маха ($M = u/s$) в короне. Области I и II определяют красную и синюю части спектра

Наблюдаемая модуляция в спектре, а также осцилляции интенсивности во времени указывают на то, что помимо ВРМБ на спектр отраженного излучения влияют также и другие процессы.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность П.П.Пашинину за интерес к работе.

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

Поступила в редакцию
28 ноября 1977 г.

Литература

- [1] В.Н.Рипин, I.M.McMehon, E.A.McLean, W.M.Manheimer, I.A.Stemper. Phys. Rev. Lett., 33, 634, 1974.
- [2] E.Jennitti, A.NaMalvezzi, G.Tondello. J. of Appl. Phys., 46, 3096, 1975.
- [3] B.Grek, H.Pepir, F.Rhesult. Phys. Rev. Lett., 38, 898, 1977.
- [4] C.S.Lin, M.N.Rosenbluth, R.B.White. Phys. of Fluids, 17, 1211, 1974.