

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОРМОЗНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ТВЕРДУЮ  
МИШЕНЬ УКИ, СОПРОВОЖДАЕМОГО МАЛЫМ ПРЕДИМПУЛЬСОМ

Е. Л. Турин, В. К. Чевокин

УДК 533.951

Вычислен временной ход интенсивности тормозного рентгеновского излучения при воздействии на плоскую мишень мощного ультракороткого лазерного импульса, сопровождаемого малым предимпульсом.

Одним из наиболее эффективных методов исследования процесса взаимодействия мощного лазерного излучения с твердыми мишенями является диагностика плазмы по ее рентгеновскому излучению. При использовании импульсов излучения неодимового лазера длительностью  $t_{\text{л}} \sim 10^{-11}$  с и при плотности потока энергии на поверхности мишени  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> процесс нагрева и разлета плазмы опосредован электронной теплопроводностью, что затрудняет теоретический анализ временных характеристик излучения плазмы. Обычный в таких случаях упрощенный подход, основанный на усреднении по пространству параметров плазмы при ее адиабатическом расширении в вакуум (см., напр., /1-2/), очевидно, явно недостаточен. В работе /3/ было получено общее решение задачи об эволюции плазмы при воздействии на плоскую мишень  $\delta$ -образного импульса, сопровождаемого предимпульсом, имеющим на 3-4 порядка меньшую энергию, наличие которого существенно повышает эффективность вложения энергии излучения в мишень /4/. Основываясь на результатах работы /3/, вычислим временной ход интенсивности тормозного рентгеновского излучения из тонкого плазменного слоя вблизи поверхности твердой плоской мишени.

Для удельного числа нагретых частиц  $N \sim 10^{19} + 10^{20}$  см<sup>-2</sup> и температуры  $T_e \geq 100$  эВ тормозное излучение несет объемный

характер, причем из единицы объема высвечивается поток

$$J_T = 1,34 \cdot 10^{-19} z n_e^2 T_e^{1/2} \text{ (эрг/см}^3 \text{ с)}, \quad (1)$$

где  $n_e$  - плотность электронов,  $T_e$  - электронная температура (в эргах),  $z$  - средний заряд ионов. Согласно /3/, отвлекаясь от возможных турбулентных и ударных неустойчивостей и электронной релаксации, сильно нагретая плазма имеет две характерные области.

1) Область газодинамической разгрузки,  $x < x_B$ ; где  $x_B = \int_0^t v_s dt$ ;  $v_s = (T_e z / m_1)^{1/2}$  - квазизотермическая скорость звука;  $m_1$  - средняя масса ионов,  $x$  - координата, отсчитываемая от первоначального положения поверхности мишени в глубину вещества. Плотность потока излучения  $Q_T$  из указанной области (в  $2\pi$  ср) дается соотношением

$$Q_{T1} = \int_{-\infty}^{x_B} J_T dx = \frac{1}{2} Q_0 \bar{x}_B \bar{T}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\bar{x}_B = x_B / \delta$ ;  $\bar{T} = T / \theta$ , причем

$$\delta = \frac{2}{3} \left( \frac{2}{7} \right)^{1/3} \left( \frac{m_1}{z} \right)^{1/6} x^{1/3} n_0^{-1} R_a^{2/3}, \quad (3)$$

$$\theta = \left( \frac{7}{2} \right)^{1/3} \left( \frac{m_1}{z} \right)^{-1/6} x^{-1/3} R_a^{1/3}, \quad (4)$$

$$Q_0 = 0,68 \cdot 10^{-19} z n_0^2 \delta \theta^{1/2}, \quad (5)$$

Здесь  $x \approx (m_e^{1/2} e^4 \ln \Lambda)^{-1}$ ;  $m_e$  и  $e$  - масса и заряд электрона;  $\ln \Lambda$  - кулоновский логарифм;  $n_0 = z n_1$ ;  $n_1 \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ;  $R_a$  - поглощенная на единицу поверхности мишени энергия.

2) Область нагретого неразгруженного вещества;  $x_B < x < x_T$ ,  $x_T$  - фронт волны электронной теплопроводности. Соответствующая величина  $Q$  имеет вид

$$Q_{T2} = \int_{x_B}^{x_T} J_T dx = Q_0 \bar{x}_B \bar{T}^{1/2} \left( \frac{\bar{x}_T}{\bar{x}_B} - 1 \right). \quad (6)$$

Безразмерные величины  $\bar{x}_B$ ,  $\bar{x}_T$  и  $\bar{T}$  есть универсальные функции

времени  $\bar{t} = t/\tau$ , полученные путем численного расчета на ЭВМ /3/, причем

$$\tau = \frac{2}{3} \left( \frac{2}{7} \right)^{1/2} \left( \frac{n_1}{2} \right)^{3/4} z^{1/2} n_0^{-1} E_a^{1/2}. \quad (7)$$

Формулы (2), (6) справедливы до момента времени  $\bar{t} = 7,4$ , когда волна разгрузки догоняет тепловую волну. В дальнейшем разлет плазмы приближенно адиабатический, при этом

$$Q_T = Q_{T3} = \left( \frac{n_e}{n_0} \right)^{7/3} \Big|_{\bar{x}_0 = \bar{x}_T(\bar{t}=7,4)} \left( \frac{Q_{T1} + Q_{T2}}{Q_{T0}} \right) \Big|_{\bar{t}=7,4}. \quad (8)$$

Используя общее решение задачи об адиабатическом разлете слоя газа толщиной  $\bar{x}_0 = \bar{x}_T(\bar{t} = 7,4)$  (см. /5,3/), при  $\bar{x} = \bar{x}_0$  имеем

$$\bar{t} = 3,7\bar{n}^{-1}(1 + \bar{n}^{-2}), \quad \bar{t} \geq 7,4, \quad (9)$$

где  $\bar{n} = (n_e/n_0)^{1/3}$ . Подставляя (9) в (8), получим:

$$Q = Q_{T3} = 0,39Q_0\bar{n}^7. \quad (10)$$

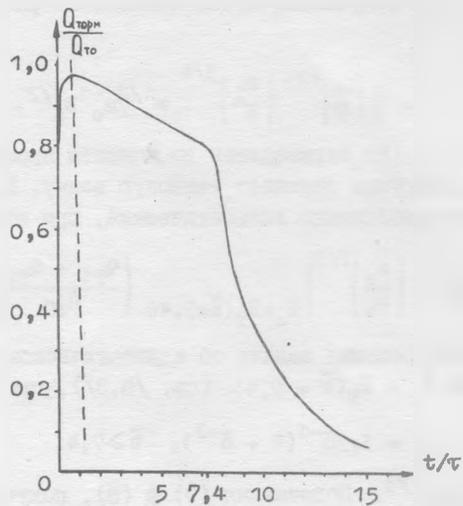
Зависимость  $Q_T = Q_T(t)$  в безразмерных переменных представлена на рис. I. Произведем оценки. В случае углеродной мишени ( $z = 6$ ) для  $E_a = 5 \cdot 10^3$  Дж/см<sup>2</sup> имеем  $\delta = 1,3 \cdot 10^{-4}$  см,  $\tau \approx 8$  пс,  $\theta \approx 0,54$  кэВ. При этом, как следует из рис. I, длительность рентгеновского импульса из плазмы составляет порядка 60 пс.

Укорочения рентгеновского импульса можно достигнуть, переходя к более тяжелым мишеням, поскольку, как следует из выражения (7),  $\tau \sim z^{-2}$ . Использование фильтров также приводит к сокращению импульса. Действительно, для фильтра с граничной длиной волны  $\lambda_0$  при условии  $hc/\lambda_0 T \gg 1$  приближенно можно записать для интенсивности излучения после прохождения фильтра

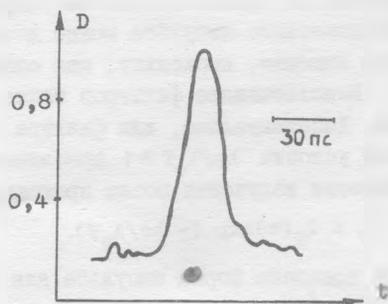
$$Q_T = Q_T(t) \exp(-hc/\lambda_0 T). \quad (II)$$

На рис. I пунктиром показана форма импульса для фильтра из Al толщиной 5 мкм ( $\lambda_0 \approx 4 \text{ \AA}$ ).

Экспериментальное измерение длительности рентгеновского импульса производилось с помощью рентгеновской электронно-оптической камеры на основе ЭОПа УМИ-93СР /6/. Временное разрешение камеры составляло 10 пс. Излучение лазера фокусировалось линзой



Р и с. 1. Зависимость плотности потока рентгеновского излучения  $Q_{\text{р}}(t)$  от времени. Пунктиром показана форма импульса для фильтра из Al толщиной 5 мкм



Р и с. 2. Микрофотограмма рентгеновского импульса лазерной плазмы

на поверхность титановой мишени, расположенной в вакууме. Лазер состоял из генератора, работающего в режиме самосинхронизации мод, схемы выделения одиночного пикча и многокаскадного усилителя. Энергия выделенного одиночного пикча на выходе лазера составляла  $(1 \pm 3)$  Дж, контраст излучения не хуже  $10^{-3}$ , диаметр пятна фокусировки  $\sim 100$  мкм. Длительность лазерного импульса составляла 10 пс. Рентгеновское излучение лазерной плазмы регистрировалось за фильтром из Al толщиной 5 мкм. Результат микрофотометрирования показан на рис. 2. Видно, что длительность одиночного рентгеновского импульса на полувысоте составляет 18 пс, что находится в хорошем согласии со сделанными выше вычислениями и временным разрешением регистрирующей аппаратуры.

Поступила в редакцию  
7 декабря 1978 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов и др., Сб. Квантовая электроника № 1, 4 (1971).
2. D. T. Bradley, A. B. Roddie, W. Sibbet, M. H. Key, M. T. Lamb, C. L. S. Lewis, P. Sachsenmaier, Opt. Comm., 15, N 2, 231 (1975).
3. А. И. Плис, Е. И. Турин, В. А. Шеглов, ЖТФ, 42, 2568 (1972).
4. Ф. В. Бункин, Письма в ЖЭТФ, 10, 561 (1969).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, ГИИТЛ, М., 1954 г.
6. Yu. S. Kasyanov, A. A. Malyutin, M. C. Richardson, V.K.Chevokhin, Proc. of the 11<sup>th</sup> Int. Congress on High Speed Photography, London, p. 561 (1974).